AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Zweites Heft | Zweiter Jahrgang | März 1937

Über die spontanen Widerstandsschwankungen an Kohlemikrophonen

Von E. Waetzmann und G. Kretschmer

Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Breslau

Mit 5 Abbildungen

Man versteht unter spontanen Widerstandsschwankungen die Tatsache, daß der Widerstand eines sich selbst überlassenen Kohlemikrophons unter der Einwirkung eines konstanten (oder wenigstens eines angenähert konstanten) Gleichstroms ganz regelmäßige Schwankungen ausführt. Ausführliche Mitteilungen über diese Schwankungen sind erstmalig von G. SCHUBERT[1]) veröffentlicht worden. O. LOHAUS[2]) hat einen wichtigen, wenn auch nur grob durchgearbeiteten Erklärungsversuch gemacht. Ferner hat uns Herr LÜBCKE[3]) darauf hingewiesen, daß schon vor mehr als zehn Jahren nach einem Vorschlag von H. LICHTE Unterwasser-Mikrophone, sog. Tellermikrophone, gebaut wurden, bei denen „die Änderung der Abstimmung und Empfindlichkeit unmittelbar nach dem Einschalten des Mikrophons" fast beseitigt wurde. Von dieser Mikrophonart wurden uns freundlicherweise durch Herrn Dir. Dr. W. KUNZE zwei Stück zur Verfügung gestellt. Da sie voraussichtlich keine große Bedeutung für unsere Untersuchungen haben werden, sei vorausgesagt, daß sie nach unseren bisherigen Untersuchungen innerhalb weiter Grenzen keine spontanen Schwankungen zeigten.

In unlängst veröffentlichten Arbeiten haben sich WAETZMANN[1]), KRETSCHMER[2]) und ÜBERSCHUSS[3]) ausführlich mit den spontanen Widerstandsschwankungen beschäftigt. Wir glauben, daß es im Grunde genommen wirklich gelungen ist, eine brauchbare Erklärung für die Entstehung des Effektes zu geben. Allerdings muß darauf hingewiesen werden, daß die von KRETSCHMER gegebene exakte Theorie nur die Temperaturverhältnisse berücksichtigt, während aus der Arbeit WAETZMANN-KRETSCHMER hervorgeht, daß noch andere Faktoren eine Rolle spielen.

Wir haben unterdessen das Beobachtungsmaterial stark vermehrt und zwar sowohl mit den bei konstantem Strom stattfindenden Schwankungen (ZB-Betrieb) als auch besonders mit den von WAETZMANN-KRETSCHMER gefundenen spontanen Schwankungen, die bei konstanter Spannung (OB-Betrieb) auftreten können. Um uns nicht unnütz zu wiederholen, müssen wir den Inhalt unserer früheren Arbeiten als einigermaßen bekannt voraussetzen. Wir können dann das gesamte umfangreiche Material im wesentlichen an Hand einer ausführlichen Tabelle und an Hand einiger Abbildungen darstellen. Die Tabelle enthält die

[1]) G. SCHUBERT, Elektr. Nachr.-Techn. 4 (1927), S. 139.

[2]) O. LOHAUS, Elektr. Nachr.-Techn. 7 (1930), S. 210.

[3]) E. LÜBCKE, „Über die neuesten Wasserschall-Apparate und ihre Anwendungen" (1926), S. 9/10.

[1]) E. WAETZMANN und G. KRETSCHMER, Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 149.

[2]) G. KRETSCHMER, Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 198.

[3]) G. KRETSCHMER und A. ÜBERSCHUSS, Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 162.

Tabelle

Zusammenstellung der untersuchten Mikrophonarten

A	B	C	D	E	F		G	H	I	J		K	L	M	N	O	P
	Lorenz																
1	ZB. älteres Modell	—	30	ja	30		60	50	2	nein	50	90	—	—	1	ja	10	35—70
2	ZB. Modell 28	V	30	nein	40		155	—	2	ja	43	140	50—100	6	1			
3	OB. älteres Modell	k	50	ja	50		140	50	2	ja	100	120	100—110	6	1			
4	OB. Modell 28	V	100	nein	60		200	—	2	nein	40	250	—	—	4			
	Mix und Genest																
5	ZB. Rotkreuz	—	15—40	ja	6	25	100	32	10	nein	40	90	—	—	2	ja	·/.	38—63
6	ZB. Rotkreuz	V	15—40	nein	40		180	—	3	ja	30	50	30—50	8	1			
7	ZB. Blaukreuz	V	200—300	ja	265		350	350	1	ja	150	300	150—180	6	1			
8	OB.	k	100—250	nein	70		400	—	3	nein	100	400	—	—	2			
	Siemens und Halske																
9	ZB. Fg. mph. 1a 3	⊏	40	ja	43		240	50	2	nein	70	200	—	—	2	ja	8	30—55
10	ZB. V. Sa. mph. 1a 4	⊏	40	ja	40		60	58	1	nein	50	100	—	—	1	1		
11	ZB. F. mph. 72a	⊏	40	ja	20		45	26	1	nein	50	90	—	—	1			
12	ZB. F. mph. Fg. Br. $^{53}/_{2}$	⊏	40	nein	60		130	—	2	ja	30	110	70—105	10	1			
13	OB. F. mph. 75a	S	·/.	ja	50		60	52	1	nein	60	120	—		1	1		
14	OB. Fg. mph. 3a Fg. Br. $^{53}/_{6}$	⊏	120	ja		115	115	115	3	nein	100	180	—	—	1			
15	OB. Fg. mph. 1 D. Fg. Br. $^{53}/_{7}$	⊏	60	ja	50		55	55	1	nein	60	150	—	—	1			
16	OB. F. mph. 37 Fg. Br. $^{53}/_{5}$	—	120	nein	100		270	—	2	nein	100	190	—	—	2			
17	OB. F. mph. 71a. Fg. Br. $^{53}/_{4}$	—	60	ja	50	60	70	75	1	nein	100	150	—	—	1			

untersuchten Mikrophonarten, einige Einzelheiten ihrer Bauart und endlich die Betriebsdaten sowie positive bzw. negative (ja, nein) Angaben über das Auftreten des Effektes. Es wurde eine größere Zahl von Mikrophonen von Lorenz, Mix und Genest und Siemens & Halske untersucht. Die senkrechten Doppelstriche in der Tabelle trennen die Schwankungsergebnisse bei konstantem Strom, bei konstanter Spannung und bei künstlicher Vorwölbung der Membran.

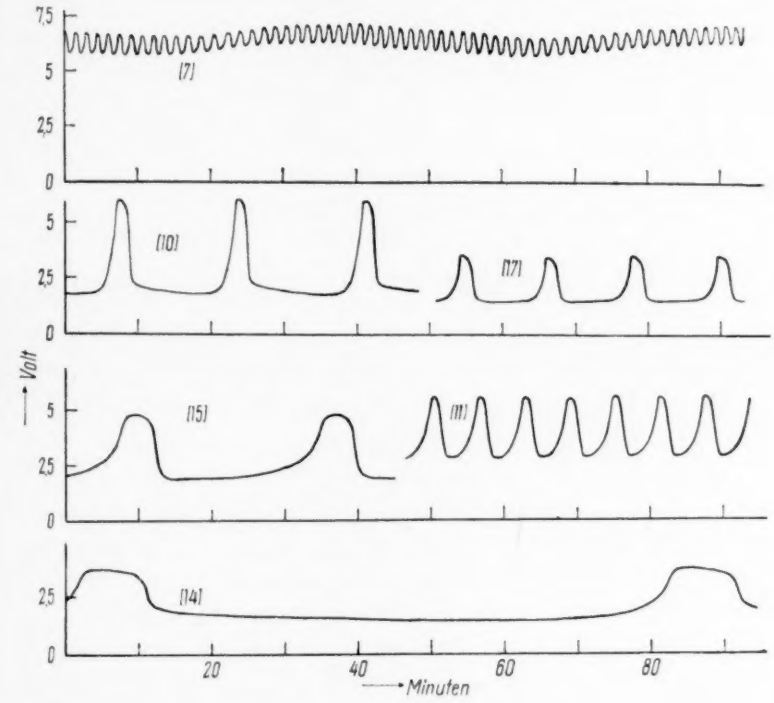


Abb. 1. Widerstandsschwankungen bei konstanter Stromstärke am normalen Mikrophon

Die einzelnen Spalten der Tabelle bedeuten:

A. laufende Nummer,

B. Angabe der Type,

C. — glatte Membran, ▽ Membran mit kegelförmigem Aufsatz nach innen, ▽ Membran mit tellerförmigem Aufsatz nach innen. Der Buchstabe *K* über einer Membran bedeutet Kugelfüllung, der Buchstabe *S* ein Mikrophon mit Spezialfüllung,

D. mittlere Speisestromstärke in mA,

E. Angabe über das Eintreten der spontanen Schwingungen bei konstantem Strom,

F. Stromstärken in mA, in deren Bereich nach dem Auftreten der Schwingungen gesucht wurde. Bei zwei Zahlen gibt die erste die kleinste, die letzte die größte Stromstärke an, bei der untersucht wurde. Bei drei Zahlen bedeutet die mittelste die Stromstärke, bei der die Schwingungen eintreten,

G. Stromstärke in mA, bei der die zugehörige Kurve aufgenommen ist,

H. Anzahl der gemessenen Exemplare bei konstanter Stromstärke,

I. Angabe über das Eintreten der spontanen Schwingungen bei konstanter Spannung,

J. Stromstärken in mA, in deren Bereich nach dem Auftreten der Schwingungen gesucht wurde. Die erste Zahl bedeutet die kleinste, die zweite die größte Stromstärke, bei der untersucht wurde,

K. Größe der Stromschwankungen nach dem Eintreten der spontanen Schwingungen (in mA),

L. Größe der konstanten Spannung in Volt,

M. Anzahl der gemessenen Exemplare bei konstanter Spannung,
N. Angabe über das Eintreten der Schwingungen bei konstanter Spannung und künstlicher Vorwölbung der Membran nach innen,
O. Angabe der konstanten Spannung in Volt,
P. Größe der Stromschwankungen in mA nach dem Eintreten der spontanen Schwingungen.

In Abb. 1 sind einige Proben für die Schwankungen bei konstantem Strom dargestellt. Die Zahlen an den einzelnen Kurven bedeuten die laufenden Nummern der Tabelle. Beachtet man die in der Tabelle für diese Nummern angegebenen Einzelheiten und ferner die in der Arbeit von WAETZMANN-KRETSCHMER auseinandergesetzten Gründe für das Auftreten der Schwankungen, so dürften weitere Erklärungen überflüssig sein. Die Ergebnisse stimmen mit unseren früher mitgeteilten Überlegungen im allgemeinen ausgezeichnet überein. Das gleiche gilt für die Kurven der Abb. 2, die unter Heran-

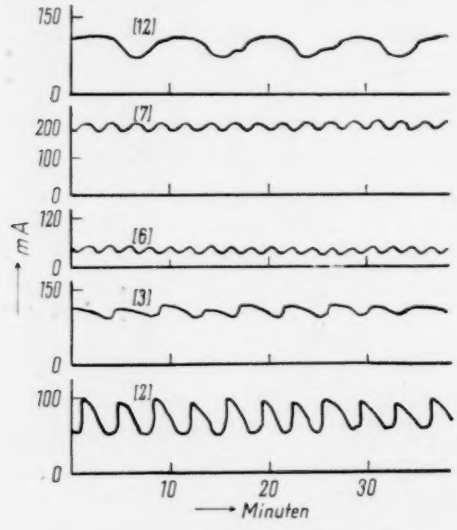


Abb. 2. Widerstandsschwankungen bei konstanter Spannung am normalen Mikrophon

ziehung unserer Tabelle und der Abb. 10 aus der zitierten Arbeit WAETZMANN-KRETSCHMER ohne weiteres verständlich sein dürften. Wir haben hier 5 Beispiele für das Auftreten der spontanen Schwankungen bei konstanter Spannung zusammengestellt.

Die gleiche Darstellungsart wie in Abb. 2 findet sich in Abb. 3, in der die Mikrophone nach einer Vorwölbung nach innen bei konstanter Spannung Schwankungen zeigen, während sie in normalem Zustande (ohne künstliche Vorwölbung nach innen) bei konstanter Spannung die spontanen Schwankungen nicht gaben. Die normale Vorwölbung nach außen hin wird ja im allgemeinen durch den Filzring bewirkt, der das Kohlepulver gegen ein Abgleiten aus der Kohlekammer nach außen hin schützt. Diese Spannung nach außen hin wurde zuweilen durch Auflegen eines zweiten Filzringes gesteigert. Die künstliche Vorwölbung nach innen wurde durch Einklemmen von Wattekugeln zwischen Membran und äußerem Gehäuse hergestellt. Jedenfalls zeigt Abb. 3 den zu erwartenden Erfolg. Wir haben also die spontanen Schwankungen bei konstanter Spannung auch dann auf Grund unserer früheren Überlegungen erhalten (künstliche Vorwölbung nach innen), wenn die normalen Mikrophone die Schwankungen noch nicht zeigten.

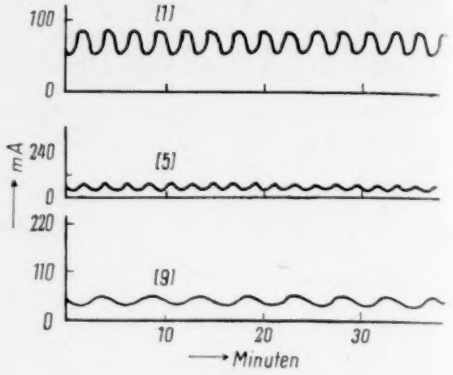


Abb. 3. Widerstandsschwankungen bei konstanter Spannung nach künstlicher Vorwölbung der Membran nach innen hin

In Abb. 4 ist eine Schwankungskurve angegeben, deren Daten in der Tabelle nicht enthalten sind. Im normalen Zustande gibt dieses Mikrophon die spontanen Schwankungen bei konstanter Stromstärke noch nicht, während nach künstlicher Vorwölbung nach außen hin der Effekt prompt ein-

trat. Die Stromstärke in der Kurve beträgt etwa 57 mA, die am Registriervoltmeter abgelesenen Spannungsschwankungen etwa 6 Volt. Aus den Daten der Versuchsanordnung ergibt sich eine Stromschwankung von etwa 2 mA.

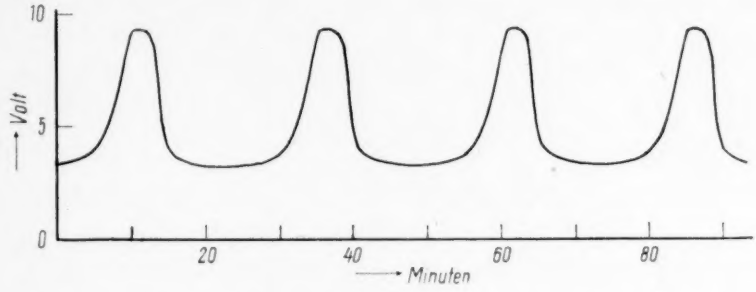


Abb. 4. Widerstandsschwankungen bei konstanter Stromstärke nach künstlicher Vorwölbung der Membran nach außen hin

Besonders lehrreich für unsere ganzen Anschauungen war das Verhalten eines anderen Einzelmikrophons, dessen Daten in der Tabelle ebenfalls nicht vermerkt sind (Abb. 5). Nach

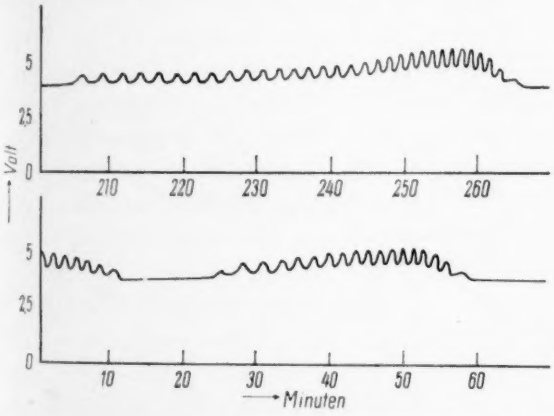


Abb. 5. Widerstandsschwankungen an einem Mikrophon, dessen Bauart besonders eigenartige Verhältnisse erwarten läßt

unseren Erfahrungen mußten wir bei diesem Mikrophon unsicher sein, ob bei konstanter Stromstärke Widerstandsschwankungen auftreten würden oder nicht. In der Tat zeigte sich, daß zwar Schwankungen auftraten, aber in besonders eigenartiger Weise. Die Speisestromstärke betrug etwa 265 mA, die Spannungen schwankten um etwa 1 Volt. Die Kurve zeigt ein ganz auffallendes Verhalten, indem die Schwankungen nicht völlig regelmäßig sind, sondern nach einer gewissen Zahl von Schwankungen längere oder kürzere Ruhestrecken eintreten. Es sieht also in der Tat so aus, als ob hier die Schwankungen besonders schwer in einen regelmäßigen Rhythmus gezwungen werden können. Das entspricht dem, was wir auf Grund unserer Erfahrungen aus der Bauart des Mikrophons geschlossen hatten.

Zusammenfassung

In einer früheren Arbeit haben Waetzmann und Kretschmer versucht, eine Erklärung für das Auftreten der spontanen Widerstandsschwankungen an Kohlemikrophonen zu geben. Diese Erklärung wird durch zahlreiche neue Messungen (sowohl bei konstanter Stromstärke als auch bei konstanter Spannung) bestätigt. Auf Einzelheiten gehen wir absichtlich nicht ein.

(Eingegangen am 20. Januar 1937.)

Über Frequenzkurven von Geigen

Von Hermann Meinel, Berlin

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

Mit 16 Abbildungen

Fortsetzung von S. 33

6. Über den Einfluß der Eigenfrequenzen des Luftraumes

Die tiefste Eigenfrequenz des Luftraumes einer Geige, die meistens zwischen cis^1 und d^1 liegt, ist schon lange (seit SAVART, Anfang des 19. Jahrhunderts) bekannt. H. BACKHAUS[1]) hat dadurch, daß er ein Telephon vor ein F-Loch setzte und am anderen F-Loch mit einem Mikrophon die erregten Schwingungen maß, außerdem noch Eigenfrequenzen des Luftraumes bei 1150 Hz, 1800 Hz und 2300 Hz ermittelt.

Aus der Theorie der Luftschwingungen in Hohlräumen geht hervor, daß die Eigenfrequenzen des Luftraumes steigen müssen, wenn man die F-Löcher vergrößert. Die Durchführung eines solchen Versuches gäbe aber keine Gewähr dafür, daß die beobachteten Änderungen tatsächlich nur den anderen Schwingungsverhältnissen des Luftraumes zuzuschreiben sind. Deshalb wurde eine Geige gebaut, bei der die sonst übliche Ausfüllung der Ecken mit Holz unterblieb. Die Ecken wurden dann soweit entfernt, bis sich an jeder ein etwa 1,5 mm breiter Luftspalt bildete. Diese Luftspalte wurde mit Plastelin verklebt, wobei eine mehr oder weniger starke Belastung mit Plastelin nichts ausmachte.

Eine Veränderung der Frequenzkurve durch Abnahme der Plastelin-Verschließung der Luftspalte mußte sich bei dieser Versuchsanordnung einwandfrei auf die Änderung des Luftraumeinflusses zurückführen lassen. Da sich herausstellte, daß das Öffnen der beiden oberen Ecken fast in gleichem Maße wie das Öffnen sämtlicher vier Ecken wirkte, wurden aus Gründen der Zeitersparnis immer nur die Verschließungen der zwei oberen Ecken entfernt. Die Frequenzkurven der Geige *M XIV* mit und ohne Verschluß der oberen Ecken zeigen Abb. 9a und b. Die beiden Frequenzkurven enthalten in bezug auf die Änderung des Luftraumeinflusses keine Fehler, denn die Messungen mit offenen und geschlossenen Eckspalten erfolgten für ein und dieselbe Frequenz immer unmittelbar aufeinander. Man sieht deutlich, daß durch das Öffnen der oberen Eckspalten das Maximum in der Nähe der tiefsten Eigenfrequenz des Luftraumes um $^3/_4$ Ganzton, von cis^1 nach d^1 + $^1/_4$ Ganzton gestiegen ist. Die Erhöhung der Eigenfrequenzen ist auch noch deutlich zwischen a^1 und h^1, c^2 und d^2, fis^2 und g^2. Man darf wohl sagen, daß die verschobenen Maxima zu einem beträchtlichen Teile (eine Kopplung der Luftraumschwingungen mit Körperschwingungen wird man gleichwohl annehmen müssen) den Schwingungen des Luftraumes zuzuschreiben sind und in guter Näherung mit seinen Eigenfrequenzen zusammenfallen.

Daß in der Nähe von cis^1 eine Eigenfrequenz des Luftraumes liegen muß, sieht man auch am Auftreten der SCHELLBACHschen Kräfte[1]): Körper schwerer als Luft werden über den F-Löchern angezogen, solche leichter als Luft abgestoßen.

Aus den Frequenzkurven der hohlen und der lose mit Watte ausgefüllten Geige *M XIV* (Abb. 9a und c) wird deutlich, daß allgemein

[1]) H. BACKHAUS, Handbuch d. Experimentalphys., Bd. 17, 3, S. 206ff. Akademische Verlagsges., Leipzig 1935.

[1]) K. H. SCHELLBACH, Pogg. Ann., 139 (1870), S. 670; 140 (1870), S. 325.

keine Herabsetzung der Amplituden oder eine Verschiebung der Resonanzmaxima durch die Watte eintritt, was ja auch verständlich ist, sondern daß nur ganz bestimmte Maxima durch die Watte wesentlich herabgesetzt und teilweise sogar ganz unterdrückt werden. Darunter finden sich auch die vorhin erwähnten, von H. Backhaus festgestellten Eigenfrequenzen des Luftraumes. Darüber hinaus wird aber deutlich, worauf schon die Ergebnisse hinwiesen, die insbesondere alle hohen, ausgeschaltet zu haben.

Hervorzuheben ist die außerordentlich starke[1]) und recht günstige Wirkung der tiefsten Resonanz des Luftraumes für den Geigenklang. Sie zeigt sich in den verhältnismäßig großen Amplituden dieses Frequenzgebietes und in der starken Herabsetzung der Amplituden, wenn man den Einfluß der Luftraumresonanz weitgehend (z. B. durch Watte) ausschaltet.

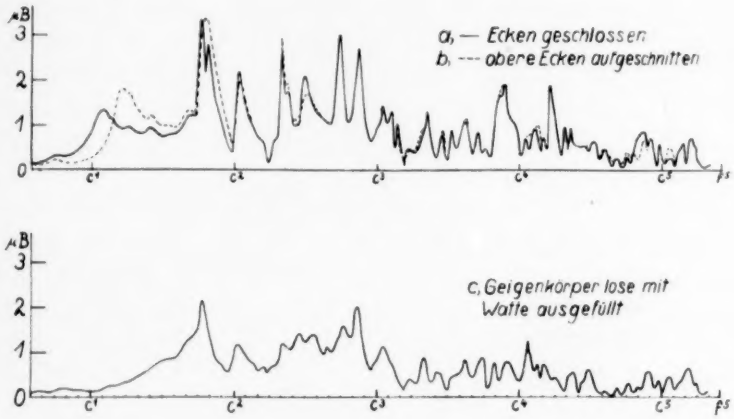


Abb. 9. Frequenzkurven der Geige *M XIV* bei verschiedener Beeinflussung des vom Geigenkörper eingeschlossenen Luftraumes

durch das Aufschneiden der Ecken erzielt wurden, daß noch weitere Eigenfrequenzen des Luftraumes vorhanden sind. Sie müssen u. a. in der Gegend von 450 Hz, 525 Hz, 650 Hz, 750 Hz und 900 Hz liegen. Bei den hohen Frequenzen sind die Verhältnisse vorläufig noch recht unübersichtlich. Zweifellos hat man es hier nicht nur mit den zwei Eigenfrequenzen bei ungefähr 1800 Hz und ungefähr 2300 Hz zu tun. Das lassen schon die Frequenzkurven für die Geige *M XIV* mit und ohne Watteeinlage erkennen. Man darf auch nicht erwarten, mit der Backhausschen Art der Anregung sämtliche Eigenfrequenzen in gleichem Maße und zu meßbarer Amplitude erregt zu haben. Das läßt schon neben der Art der Anregung das hier festgestellte Auftreten weiterer Eigenfrequenzen des Luftraumes vermuten. Schließlich darf man nicht erwarten, durch die Watte alle Eigenfrequenzen des Luftraumes,

7. Über den Einfluß des Dämpfers

Versucht man, den Einfluß des Dämpfers dadurch zu klären, daß, wie es bisher bei ähnlichen Untersuchungen der Fall war, eine nicht sehr große Zahl von Klangspektren aufgenommen werden, so bekommt man recht unübersichtliche Ergebnisse. Aus einer Reihe solcher Analysen von Geigenklängen seien beispielsweise zwei herausgegriffen, vgl. Abb. 10a und b[2]).

[1]) Neuerdings hat auch H. Backhaus (vgl. Bd. 1 Heft 3 dieser Zeitschrift) im Gegensatz zu früheren Anschauungen ein starkes Hervortreten der Luftraumresonanz bei Klanguntersuchungen gefunden.

[2]) Als Abszisse sind bei diesen Abbildungen die Ordnungszahlen der Teiltöne, als Ordinate die Schalldruckamplituden aufgetragen. Die einzelnen Amplitudenwerte sind deshalb miteinander verbunden, um jeweils schon in einer Abbildung den Einfluß des Dämpfers deutlich veranschaulichen zu können.

Man sieht u. a., daß bei e^1 durch den Dämpfer die Amplitude des 1. Teiltones auf den 5fachen Betrag steigt, bei h^1 dagegen auf den 5. Teil sinkt. Diese Ergebnisse sind ohne weiteres und ohne frequenzmäßig sehr dicht liegende weitere Klanganalysen gar nicht zu verstehen. Durch Aufnahme von Frequenzkurven bekommt man jedoch ohne sehr großen Arbeitsaufwand ein recht deutliches Bild.

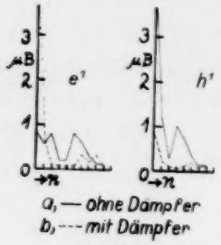


Abb. 10. Klangspektren der Geige *M I 10* ohne u. mit Dämpfer

Die Abb. 11a—c zeigen die Frequenzkurven der Geige *M I 10* bei normaler Spielweise, unter dem Einfluß eines auf den Steg aufgesetzten kleinen, dünnen Kupferbleches und eines gewöhnlichen, dreifüßigen Ebenholzdämpfers. Am Steg selbst wurde während der drei Untersuchungen nicht das geringste geändert. Die drei Untersuchungen folgten wieder für jeweils ein und dieselbe Frequenz immer unmittelbar aufeinander, so daß auch hier praktisch alle Fehler eliminiert sind. Man sieht bei einer Betrachtung der Abb. 10 aus der Veränderung der normalen Frequenzkurve durch den Holzdämpfer u. a. sofort, daß die Amplitude des 1. Teiltones von e^1 auf den 5fachen Betrag steigen, die des 1. Teiltones von h^1 durch den Dämpfer auf den 5. Teil sinken muß.

Darüber hinaus zeigt sich durch die Aufnahme der Frequenzkurven deutlich der Einfluß des Dämpfers bei allen Klängen. Auf Einzelheiten einzugehen, würde aber hier zu weit führen. Es soll nur darauf hingewiesen werden, daß durch den Dämpfer die Eigenfrequenzen (mit Ausnahme derjenigen, an deren Entstehung der Luftraum einen erheblichen Anteil hat, vgl. z. B. cis^1), nach tieferen Frequenzen wandern. Das zeigt sich gut bei mittleren Frequenzen, wenn man die normale Frequenzkurve mit der vergleicht, bei der der Steg nur ein leichtes, gering dämpfendes Kupferblättchen trug und die deshalb der normalen Frequenzkurve noch sehr ähnlich ist.

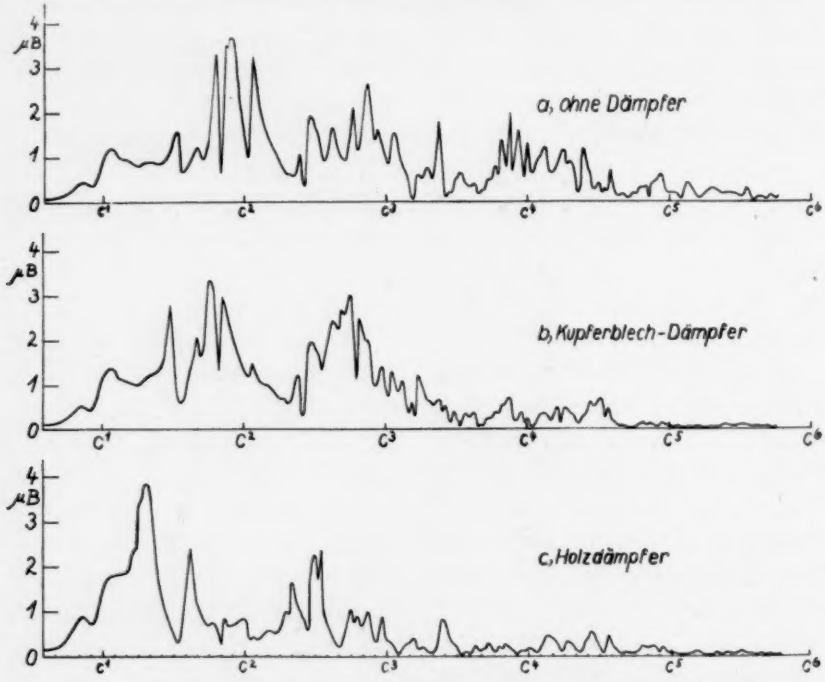


Abb. 11. Frequenzkurven der Geige *M I 10* ohne und mit Dämpfer

Durch den Holzdämpfer sinken die Eigenfrequenzen so stark, daß sich teilweise das Sinken schwerer übersehen läßt; doch dürfte

das in mehrere Eigenfrequenzen aufgespaltene Resonanzgebiet, das bei der normalen Spielweise etwa von g^1 bis e^2 reicht, durch den Holzdämpfer etwa in den Frequenzbereich cis^1—b^1 gerückt worden sein. Bei höheren Frequenzen läßt sich der Einfluß besser übersehen, wenn man sich die Einhüllende der Frequenzkurve vorstellt. Man sieht dann deutlich, daß z. B. im Frequenzbereich e^2—d^3 das Amplitudenmaximum von b^2 über a^2 nach g^2 wandert, wenn man den Geigensteg erst mit dem leichten Kupferblättchen und dann mit dem Holzdämpfer belastet. Das Sinken der Eigenfrequenzen entspricht der von C. V. Raman entwickelten Theorie [1]).

Die Ergebnisse über die Nichtbeeinflussung der Frequenzlage des Resonanzmaximums bei cis^1, das sich auch hierdurch als Resonanzstelle des Luftraumes kundgibt und über das erhebliche Sinken des im Bereich der tieferen Klänge der a^1-Saite sehr stark ausgeprägten Resonanzmaximums, stimmen ebenfalls mit Ramanschen Untersuchungen [2]) überein.

Der subjektive Eindruck der Dämpferwirkung ist jetzt einigermaßen erklärlich. Die zu dumpfe Klangfarbe der tieferen Klänge hat ihre Ursache in den viel zu großen Grundtonamplituden dieser Klänge und in den kleinen Amplituden der zugehörigen Obertöne. Die bei mittleren und hohen Frequenzen wahrgenommene beträchtliche Minderung der Klangstärke durch Aufsetzen des Dämpfers rührt dagegen von einer starken Herabsetzung fast aller Teiltonamplituden dieser Klänge her. Die beim Aufsetzen des Dämpfers subjektiv empfundenen Änderungen der Klangfarbe der mittleren und hohen Klänge sind aus dem physikalischen Befund heute noch nicht mit Sicherheit umfassend festzustellen. Das kommt z. T. auch daher, daß sie von Frequenz zu Frequenz verschieden sind. Eine Ursache, und vielleicht die Hauptursache der subjektiv wahrgenommenen Klangfarbenänderungen, dürfte darin begründet liegen, daß besonders im Gebiet von 1700—2600 Hz, das den Näselformanten mit einschließt, und auch bei einigen noch höheren Frequenzen die Amplituden durch Aufsetzen des Dämpfers sehr stark fallen. Man muß noch berücksichtigen (um die über 1700 Hz gefundene Abnahme der Amplituden im gebührenden Maße würdigen zu können), daß im fraglichen Gebiet die maximale Empfindlichkeit des menschlichen Ohres liegt.

8. Frequenzkurven bei elektrodynamischer Erregung der Geige

Es ist möglich, eine Geige dadurch zu erregen, daß z. B. durch ein Kupferblech, das auf dem Steg befestigt ist und in einem Magnetfeld liegt, ein Wechselstrom geschickt wird. Stammt der Wechselstrom etwa von einem Überlagerungssummer, der für alle Frequenzen einen sinusförmigen Wechselstrom konstanter Amplitude liefert, so kann man mit einer solchen Anordnung in kurzer Zeit Frequenzkurven aufnehmen, was auch getan wurde, und diese sogar selbsttätig aufzeichnen lassen.

Nach einer Reihe von Versuchen mit verschiedener Befestigungsart des Kupferblättchens (z. B. an den Stegfüßen, um seinen Einfluß möglichst gering zu machen) wurde schließlich ein etwas höherer Steg verwendet, der für die Saiten Einschnitte und für das Kupferblättchen in Längsrichtung des Steges über den Saiten eine Nut besaß, in die das Blättchen straff hineinpaßte. Erst mit dieser Anordnung ließen sich die Frequenzkurven gut reproduzieren. Die Stromzuführungen zum Kupferblättchen bestanden in zwei Bündeln dünner, leicht beweglicher Kupferdrähte. Über die Beeinflussung der normalen Frequenzkurve durch das Kupferblättchen einschließlich der anhängenden Drähte unterrichtet die Abb. 11b in Ziffer 7. Die bei elektrodynamischer Erregung auf-

[1]) C. V. Raman, Hdb. d. Physik VIII, Musikinstrumente und ihre Klänge, S. 383, Springer, Berlin 1927; Philos. Mag. (1918), S. 493.

[2]) C.V. Raman, Hdb. d. Physik, VIII, S. 386. Dort auch weitere Literaturangaben. Raman gewann seine Ergebnisse durch Messung des zur Aufrechterhaltung bestimmter Saitenschwingungstypen notwendigen Bogendruckes, der an Resonanzstellen wegen der erhöhten Energieabstrahlung ein Maximum erreicht.

tretenden weitergehenden Abweichungen sind dieser Erregung zuzuschreiben.

Die auf den Steg von der Saite ausgeübte Kraft läßt sich in drei Komponenten zerlegen. Die eine Komponente wirkt senkrecht zu den Saiten und senkrecht zur Geigenebene, die andere senkrecht zu den Saiten und parallel zur Geigenebene, die dritte parallel zu den Saiten und parallel zur Geigenebene. Es ist gestellt und die so gewonnenen Werte durch Gerade verbunden.

Die vorläufig erzielten Ergebnisse vermitteln die Frequenzkurven Abb. 12a—c. Im allgemeinen fällt auf, daß zwischen den durch Anstrich (Abb. 11b) und elektrodynamisch gewonnenen Frequenzkurven erhebliche Unterschiede bestehen. Das liegt u. a. darin begründet, daß wir elektrodynamisch immer nur

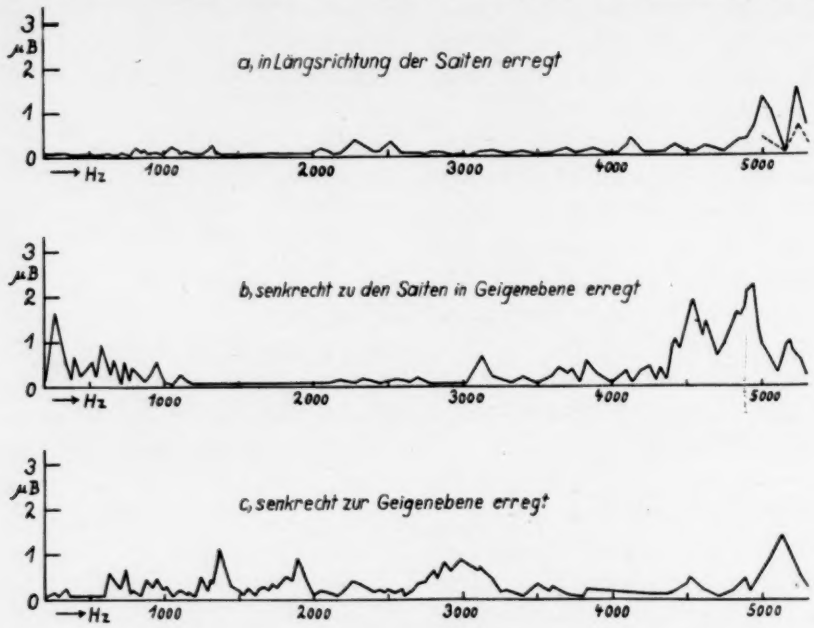


Abb. 12. Frequenzkurven der elektrodynamisch erregten Geige *M I 10* bei gesonderter Erregung jeder Komponente der Saitenschwingung

aus verschiedenen Gründen wichtig, wenigstens einen ersten Überblick darüber zu bekommen, in welchem Maße die drei Komponenten an der Erregung der Geige beteiligt sind. Die elektrodynamische Erregung gestattet, die drei Komponenten in guter Näherung einzeln wirken zu lassen, was durch passende Stellung des Kupferblättchens und des Magnetfeldes geschehen kann. Da es nicht möglich ist, für das Kupferblättchen im Steg eine Nut einzuschneiden, die senkrecht zur Stegebene steht, wurde das im Magnetfeld liegende längliche Kupferblättchen noch mit einer Klammer aus Aluminium verbunden, die auf den Steg gesteckt werden konnte. Zur Aufnahme der Frequenzkurven wurden Frequenzlage und Amplitude der Maxima und Minima festeine Komponente erregten, während an dem Zustandekommen der Frequenzkurve, die von der durch Anstrich erregten Geige gewonnen wird, vor allem die zwei Komponenten beteiligt sind, die senkrecht zur Richtung der Saiten wirken.

Über die Bedeutung der einzelnen Komponenten erkennt man, daß die stärkste Luftraumresonanz bei etwa 270 Hz praktisch nur von der Komponente erregt wird, die in Geigenebene senkrecht zu den Saiten wirkt [1]). Auch die Frequenzgebiete 4400—5000 Hz und 5500 bis 5800 Hz werden neben einigen tiefen durch diese Komponente stark erregt. Die in Längsrichtung

[1]) Das wird zu berücksichtigen sein, wenn man die Schwingungen des Luftraumes näher untersucht.

der Saiten wirkende Komponente scheint dagegen, was auch aus RAMANschen theoretischen Ergebnissen hervorgeht [2]), nur geringe Bedeutung zu haben. Dies wird noch auffälliger, wenn man berücksichtigt, daß bei der Gewinnung der Frequenzkurve Abb. 12a die auf den Steg ausgeübte Kraft auf den dreifachen des bei den anderen Frequenzkurven üblichen und sonst konstant gehaltenen Betrages erhöht werden mußte, um bei den tiefen und mittleren Frequenzen überhaupt meßbare Ergebnisse zu bekommen. Für einige hohe Frequenzen (über 5000 Hz) ist (gestrichelt) die Amplitude bei Erregung mit normaler Kraft eingetragen worden, um bessere Vergleichsmöglichkeiten zu haben. Man sieht, daß die in Richtung der Saiten wirkende Komponente wenigstens bis 5000 Hz bedeutungslos ist. Auch darüber hinaus ist ihr Einfluß nicht wesentlich. Am wichtigsten für die Erregung der Geige scheint nach diesen Ergebnissen die senkrecht zur Geigenebene wirkende Komponente zu sein, wie die deutlich erkennbaren Beziehungen dieser Frequenzkurve (Abb. 12c) zu der mit Anstrich erzeugten (Abb. 11b) zeigen (vgl. dagegen den völligen Ausfall jeder Erregung zwischen 1200 und 3000 Hz der Frequenzkurve Abb. 12b). Möglicherweise wird diese Komponente durch die besondere Art des Geigensteges bevorzugt, denn in der Saitenschwingung selbst dürfte sie mit Ausnahme einiger Grenzfälle, die aber lediglich bei der g- und e^2-Saite auftreten können, nur schwach vorhanden sein.

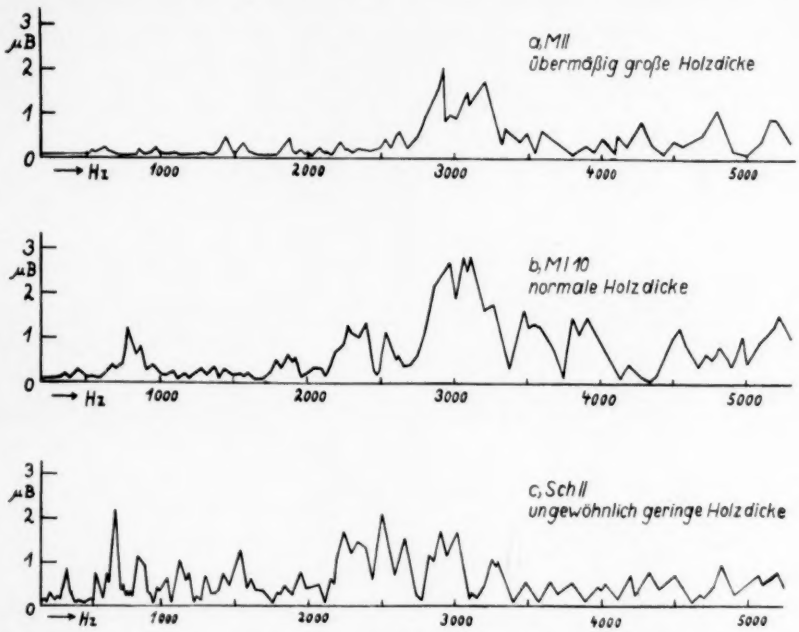


Abb. 13. Frequenzkurven elektrodynamisch erregter Geigen verschiedener Holzdicken

Um die Brauchbarkeit der Frequenzkurven elektrodynamisch erregter Geigen zur Erkennung von Qualitätsunterschieden bzw. zur Erkennung des Einflusses der Holzdicke nachzuprüfen, wurde deshalb zur Erregung auch nur die senkrecht zur Geigenebene wirkende Kraftkomponente benutzt. Die Ergebnisse vermitteln die Abb. 13a—c, die u. a. von den Geigen stammen, von denen die Abb. 3a und c in Ziffer 1 gewonnen wurden. Als normale Geige wurde elektrodynamisch *M I 10* untersucht. Bei einem Vergleich dieser Frequenzkurven ist zu berücksichtigen, daß durch die vorhin schon erwähnten Gründe im vornherein größere Abweichungen zu erwarten sind, die die elektrodynamische Anregung nicht immer empfehlenswert erscheinen lassen. Man findet

[2]) C. V. RAMAN, Hdb. d. Physik, Musikinstrumente, S. 370, Springer, Berlin 1927.

aber trotzdem in den Frequenzkurven der so elektrodynamisch erregten Geigen die hauptsächlichsten Eigenfrequenzen der durch Anstrich erregten Geigen wieder. Und vor allem sieht man deutlich, daß auch die Frequenzkurven elektrodynamisch erregter Geigen den Einfluß der Holzdicke gut wiedergeben. Bei der schlechten, zu stark im Holz gebauten Geige *M II* werden die tiefen Frequenzen fast nicht erregt, die hohen Frequenzen dagegen relativ viel zu stark. Bei der schlechten, zu dünn im Holz gebauten Geige *Sch II* ist es umgekehrt, dort sind die hohen Frequenzen gegenüber den tiefen zu schwach, die gute Geige *M I 10* liegt dazwischen.

III. Über Richtwirkungsmessungen an Geigen

Zur Gewinnung genauerer Aufschlüsse über die Bedeutung der Frequenzkurven wurden zu Beginn der vorliegenden Arbeit Messungen in verschiedenen Richtungen durchgeführt. Als Beispiel seien die zwei Frequenzkurven der Geige *M VII* (Abb. 14) für die Winkel

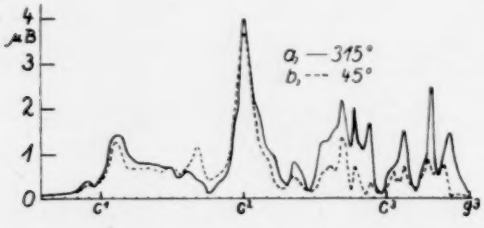


Abb. 14. Frequenzkurven der Geige *M VII 1* in verschiedenen Richtungen

315⁰ und 45⁰ angegeben. Die Winkelbezeichnungen werden in der Abb. 16a durch einen eingezeichneten Geigenschnitt erläutert. Die Geige *M VII* wurde durch Anstrich erregt. Man stellt unschwer fest, daß sich im allgemeinen auch in der um 90⁰ gedrehten Richtung die Resonanzgebiete deutlich und bei den früher gefundenen Frequenzen, wenn auch nicht in genau gleichem Maße, abzeichnen. Dieses Ergebnis wurde auch noch in zahlreichen anderen Richtungen bestätigt gefunden. Die gefundenen Frequenzkurven geben also tatsächlich die Lage der hauptsächlichsten Eigenfrequenzen eindeutig wieder. Nur bei sehr hohen Frequenzen ist diese Übereinstimmung nicht mehr so gut, wie Stichproben zeigten. Diese Abweichungen kommen vor allem daher, daß dort die Geige, wie gleich gezeigt werden wird und auch zu erwarten ist, stark selektiv strahlt. Dadurch werden u. U. bei Messungen in einer Richtung einige dieser hohen Eigenfrequenzen überhaupt nicht gefunden. Es ist also, besonders in bezug auf die Amplituden, notwendig, für die Frequenzkurven die Richtung anzugeben, in der sie aufgenommen wurden. Für die vorliegenden Untersuchungen wurde ein Winkel von 315⁰ zur Geigenebene gewählt (vgl. Abb. 16a).

Hier taucht die Frage auf, ob Änderungen der Bauart tatsächlich durch Änderungen der (nur in einer Richtung) aufgenommenen Frequenzkurven eindeutig wiedergegeben werden. Diese Frage darf in bezug auf die Frequenzlage der hauptsächlichsten Eigenfrequenzen auf Grund der bisherigen Ergebnisse bejaht werden. In bezug auf die Amplituden kann sie dagegen nicht so allgemein, sondern nur von Fall zu Fall beantwortet werden. Es dürfte z. B. kein triftiger Grund zu der Annahme vorliegen, daß, wenn in einer Richtung durch die Lackierung die Amplituden der hohen Teiltöne fallen, sie sich in einer anderen Richtung wesentlich anders verhalten werden. Ändert man dagegen z. B. die Holzdicke stellenweise beträchtlich, so ist es schon eher denkbar, daß sich die Amplituden nur in bestimmten Richtungen erheblich ändern. Ein wirklich umfassendes und auch alle Einzelheiten eindeutig wiedergebendes Bild der Schalldruckamplituden bekäme man daher in manchen Fällen nur, wenn man zahlreiche Frequenzkurven mit kleinen Winkelabständen aufnähme. Es ist darüber hinaus auch noch manchmal die Frage zu beantworten, ob es überhaupt genügt, die Aufnahme der Frequenzkurven nur in einer Ebene durchzuführen. In den meisten Fällen scheiterten natürlich Messungen in mehreren Ebenen selbst bei elektrodynamischer Erregung der Geige an dem erforderlichen übermäßig großen, zu den erzielbaren Ergebnissen nicht im rechten Verhältnis stehenden Zeit-

aufwand; wären doch allein 62 Frequenzkurven für eine einzige Untersuchungsreihe notwendig (also für die durchgeführte Dämpferuntersuchung z. B. 186 statt 3), wenn man mit 30° Abstand die Frequenzkurven über den Raum verteilt. Solche umfassende Berücksichtigungen der Richtwirkung sind beim heutigen Stand der Forschung, bei dem es noch hauptsächlich darauf ankommt, die großen Züge zu erkennen, in den meisten Fällen gar nicht notwendig und waren es auch bei den vorliegenden Untersuchungen nicht. Gleichwohl ist es aber notwendig, sich einmal im allgemeinen ein Bild über die Richtwirkungserscheinungen bei Geigen, wenigstens in einer Ebene, zu verschaffen, auch aus dem Grunde schon, um ein genaueres Bild über die möglichen Fehler zu bekommen, die man macht, wenn man von der in einer Richtung aufgenommenen Frequenzkurve auf das Verhalten der Geige in anderen Richtungen schließt.

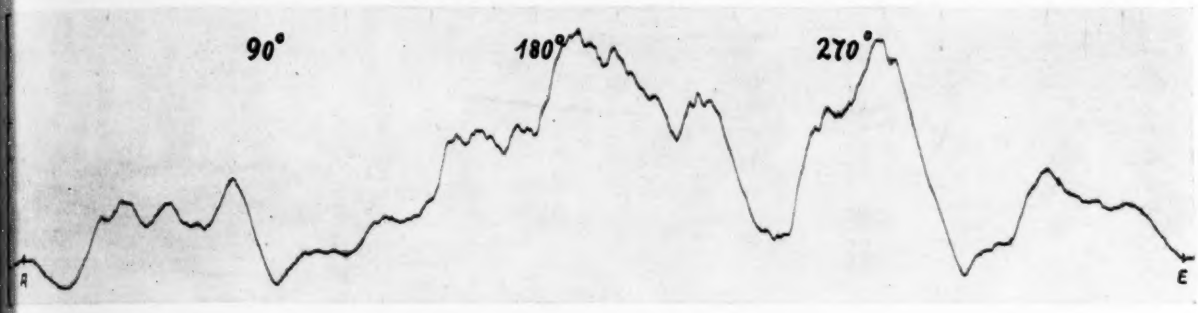


Abb. 15. Richtwirkungsoszillogramm der Geige *M IX* für 3045 Hz

Zur Messung der Richtwirkungserscheinungen wurde die schon im Bilde gezeigte Anstrichvorrichtung (vgl. Abb. 1) durch einen Mechanismus drehbar eingerichtet, und zwar wegen des sonst sehr großen Arbeitsaufwandes derart automatisiert, daß sie vom GRÜTZMACHERschen Analysator im Meßraum aus, mit dessen Hilfe auch hier die Schalldruckamplituden der untersuchten Teiltöne gemessen wurden, auf elektrischem Wege beliebig weit gedreht werden konnte. Das Mikrophon stand fest und wie bisher in der Höhe der F-Löcher. In Abständen von 30° waren an der sich drehenden Vorrichtung Kontakte angebracht, die akustische oder optische Signale im angrenzenden Meßraum gaben. Sobald es sich nötig machte (was nur bei hohen Frequenzen der Fall war), wurden auch die Amplituden für die zwischen den Kontakten liegenden Winkelbereiche gemessen. Schließlich ließen sich auch kontinuierliche Richtcharakteristiken mit Hilfe eines stark gedämpften Spiegelgalvanometers und einer Registriervorrichtung gewinnen, von denen die Abb. 15 ein Beispiel gibt. Der Winkelbereich von 0—360° (vgl. dazu Abb. 16a) ist als Abszisse — die Marken für die Gradeinteilung 30° sind an der oberen Kante des Oszillogrammes erkennbar —, die Amplituden sind als Ordinate aufgezeichnet worden. Der besseren Anschaulichkeit halber soll aber die Darstellung der Ergebnisse durch Polardiagramme erfolgen, vgl. Abb. 16a—f. Die vorliegenden Messungen wurden an der unlackierten Geige *M VII* vorgenommen, deren Frequenzkurve in Richtung 315° Abb. 4a zeigte. Auch hier können die Ergebnisse jetzt nur in großen Zügen betrachtet werden.

Man sieht, vgl. Abb. 16a—f, daß die Geige *M VII* bei tiefen Frequenzen eine Richtcharakteristik besitzt, die der eines Nullstrahlers ähnelt. Das muß man auch erwarten, denn bei diesen Frequenzen ist die Geige klein zur abgestrahlten Wellenlänge. Mit steigender Frequenz tritt unter allmählicher Änderung der Richtcharakteristik mehr und mehr selektive Abstrahlung auf; es bilden sich Maxima und Minima heraus, deren Zahl (in großen Zügen) mit steigender Frequenz wächst. Diese Ergebnisse wurden an den bisher untersuchten

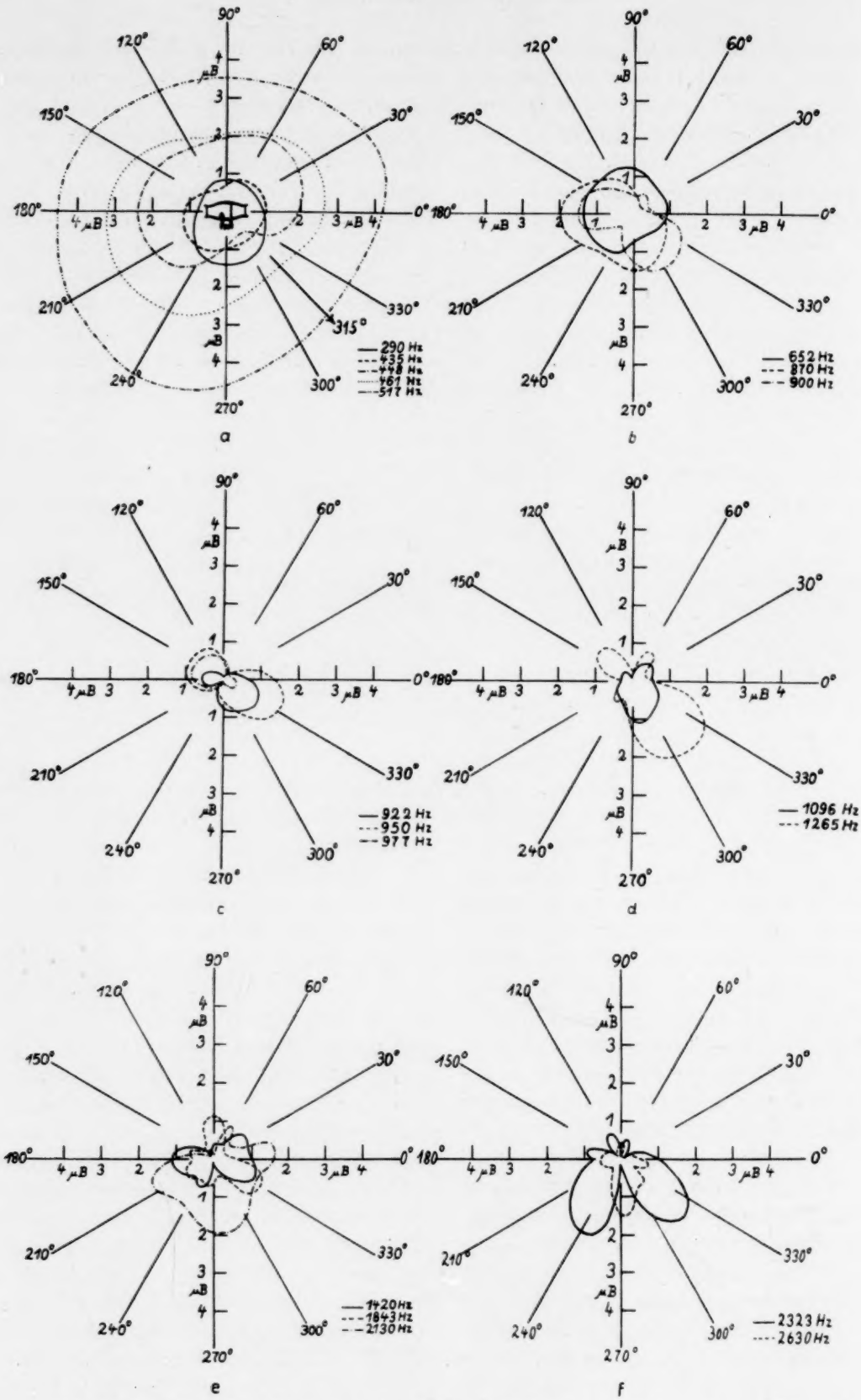


Abb. 16. Richtwirkungsdiagramme der Geige *M VII* für verschiedene Frequenzen

(lackierten und unlackierten) Geigen verschiedener Bauart und Qualität bestätigt gefunden (für die höchsten Frequenzen durch Stichproben); sie haben also wohl allgemeine Bedeutung. Auch die Übereinstimmung der Form der Richtcharakteristiken der verschiedenen Geigen war sehr weitreichend. Immer wurde z. B. bei der Hauptresonanz des Luftraumes (cis^1—d^1) die Richtung der stärksten Abstrahlung senkrecht zur Decke gefunden; bei der hauptsächlichsten Eigenfrequenz des Geigenkörpers (die bei den tieferen Tönen der a^1-Saite liegt, vgl. die Frequenzkurven) lag sie immer im Winkelbereich von etwa 180—270°. Und die Gestalt der Richtcharakteristiken war in diesem Frequenzgebiete immer ungefähr birnenförmig. Im Gebiete von etwa 400—450 Hz wurden sie bei ähnlicher Hauptrichtung meistens nierenförmig, wobei die nierenförmige Einbuchtung der Richtcharakteristik innerhalb dieses Frequenzgebietes ihre Stelle um ungefähr 180° änderte. Ähnliche Verhältnisse wurden mehrfach gefunden. Als Beispiel hierzu sei noch Abb. 16c angegeben, in der sich deutlich ausgeprägt bei den Frequenzen 922 und 977 Hz ebenfalls ein Umschlag in die um 180° verschobene Richtcharakteristik zeigt. Das Richtwirkungsdiagramm für 950 Hz veranschaulicht den Übergang, der durch eine allmähliche Änderung der Amplituden bis zur spiegelbildlichen Richtcharakteristik erfolgt. Beachtung verdient, daß die Frequenzen 922 und 977 Hz zu beiden Seiten einer Resonanzkurve liegen, die ihr Maximum bei etwa 950 Hz hat. In den bisher gefundenen ähnlichen Fällen lag die um 180° verschobene Richtcharakteristik ebenfalls auf verschiedenen Seiten der Resonanzkurve. Bemerkenswert ist auch, daß sich mit steigender Frequenz die Bedeutung von Decke und Boden für die Abstrahlung so sehr zugunsten der Decke verschiebt, daß bei hohen Frequenzen die Abstrahlung durch den Boden praktisch bedeutungslos wird. Ähnliche Feststellungen wurden etwa bis zu 1300 Hz bei allen untersuchten Geigen gemacht, d. h. für die Frequenzen, für die Richtcharakteristiken überhaupt an mehreren Geigen aufgenommen wurden. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die untersuchten Geigen innerhalb der normalen Grenzen recht verschieden gebaut waren, läßt sich mithin die begründete Vermutung aussprechen, daß sich bei tiefen und mittleren Frequenzen alle Geigen normaler Bauweise — wozu etwa 90% aller seit Nicolaus Amati gebauten Geigen zu rechnen sind — in ihren Richtcharakteristiken nicht erheblich unterscheiden werden. Früher (vgl. Dissertation Leipzig 1935 [s. S. 22 Anm. 1]) wurde bereits gefunden, daß sich Geigen normaler Bauweise sehr wahrscheinlich nicht wesentlich in der Form ihrer scharf ausgeprägten Knotenlinien unterscheiden werden. Beide Ergebnisse stimmen überein.

H. Backhaus [1]) hat zwei Richtwirkungsdiagramme für 660 und 3300 Hz einer Stradivarius-Geige veröffentlicht, die dadurch gewonnen wurden, daß die freischwingende e^2-Stahlsaite elektromagnetisch angezupft, der Klang über den Bereich von 180—360° unserer Bezeichnungsweise oszillographisch aufgenommen und analysiert wurde. Die geringe Zahl der veröffentlichten Diagramme und der Winkelbereich von 180° gestatten nicht, eingehende Vergleiche durchzuführen. Es soll nur darauf hingewiesen werden, daß das für 3300 Hz veröffentlichte Diagramm dem unseren von 2630 Hz ähnelt. Die zahlreichen Maxima bei 660 Hz konnten dagegen (vgl. Abb. 16b) nicht gefunden werden.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden als Gastarbeit im Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin durchgeführt. Herrn Prof. Dr. E. Meyer danke ich herzlich für wertvolle Ratschläge und Anregungen, Herrn Gerhard Buchmann für bereitwillige Hilfe bei der Durchführung der Untersuchungen. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für ihre Unterstützung, die es mir ermöglichte, die vorliegende Arbeit zu beenden.

[1]) H. Backhaus, Naturwiss. 43 (1929), S. 838.

(Eingegangen am 21. November 1936.)

Versuche über Körperschalleitung (Schallbrücken)

Von Erwin Meyer

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule zu Berlin

Mit 4 Abbildungen

Es ist bekannt, daß Luftspalte zwischen Bauteilen, insbesondere zwischen Wänden ein wichtiges und einfaches Schalldämmittel darstellen. Die Theorie der mehrschaligen Wände zeigt, daß man die Luftspalte in Zusammenhang mit den Wandgewichten so bemessen muß, daß die Grenzfrequenz der Gesamtanordnung möglichst tief liegt; die Grenzfrequenz ist dabei diejenige Frequenz, unterhalb der der Schall im wesentlichen hindurchgelassen, oberhalb der er stark gedrosselt wird. Voraussetzung ist, daß die Resonanzschwingungen in den zwischen den Wänden befindlichen Lufträumen, insbesondere diejenigen in wandparalleler Richtung durch Einbringung von Schluckstoffen oder durch ähnliche Mittel vermieden werden. Die Baupraxis verlangt nun sehr oft, daß die Einzelwände einer mehrschaligen Wand miteinander verbunden werden, die Schallübertragung geht dann nicht bloß über die Luftspalte, die akustisch wie Federungen wirken, sondern auch über die Verbindungselemente, die meistens als Schallbrücken bezeichnet werden. Im folgenden soll an Hand einiger Versuche kurz über die verschiedene Wirkungsweise derartiger Schallbrücken berichtet werden[1]).

Zur Kopplung der Bauelemente wurden kurze Stäbe benutzt und zwar in zwei Anordnungen, zwischen zwei sehr leichten Sperrholzwänden und zwischen zwei sehr schweren Wänden (Eisenplatte und Decke üblicher Bauart). Aus dem Beispiel der elektrischen Leitungen kann man folgern, daß kurze Schalleitungen (Leitungslänge klein gegen Wellenlänge) mit gleichmäßig verteilter Masse und Federung sich akustisch sehr verschieden verhalten und zwar in ihren Eigenschaften von den Abschlußwiderständen abhängen, mit denen sie belastet sind. Ist der Abschlußwiderstand klein, im Extremfall Null, so wirkt die Leitung wie eine Masse, im anderen Fall des großen Abschlußwiderstandes dagegen wie eine Federung. Von diesem Gesichtspunkt her können sich also Schallbrücken aus gleichem Material in den beiden Fällen ganz verschieden verhalten.

Wir gehen zunächst auf den Fall des niederohmigen Abschlusses ein. Hierzu wurden zwei Leichtwände aus Sperrholzplatten mit einem etwa 15 cm breiten Luftspalt gewählt, der an seinen Rändern mit Watte gedämpft war. Die Meßanordnung war die bei der Luftschalldämmprüfung benutzte Einrichtung. Die Prüfwände, die mit Rücksicht auf die handelsübliche Form der Holzplatten nur etwa 2,6 m² groß waren, wurden in die entsprechende Öffnung zwischen zwei Hallräume eingesetzt; in dem einen Raum befindet sich eine Lautsprecheranordnung zur Schallerzeugung. Die Schallstärke vor und hinter der Wand wurde mit einem Schnellpegelschreiber mit logarithmischer Skala selbsttätig in Abhängigkeit von der Frequenz aufgezeichnet[1]). Die Kopplung der Wände geschah zunächst durch eine große Zahl (etwa 50) von einfachen Holzstäben, die beiderseits in die Wände eingeleimt wurden. Hierdurch nahm die Schalldämmung nicht wesentlich ab, mit anderen Worten, die Schallübertragung durch die festen Schallbrücken war kleiner als die durch den Luftzwischenraum. Aber eine andere interessante Beobachtung sei hier erwähnt, die sich auf die Schalldämmung ohne die Schallbrücken bezieht. Der Luftzwischenraum von den Abmessungen $1{,}5 \times 1{,}8 \times 0{,}15$ m³ stellt ja einen Raum mit einer großen Anzahl von Eigenperioden dar; insbesondere liegen diejenigen parallel zu den Wandflächen im Gebiet

[1]) Die Versuche hierzu haben die Herren A. Gastell und L. Keidel ausgeführt.

[1]) Vgl. Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 37, Elektr. Nachr. Techn. 13 (1936) S. 95.

der höheren Frequenzen ziemlich dicht; sie verdecken dadurch die Resonanzschwingungen, die man zunächst erwartet, nämlich die senkrecht zum Luftspalt. Erst wenn man durch die Randdämpfung des Luftpolsters die ersteren ausschaltet, erhält man die ausgeprägt zu erwartenden[1]) Dickenschwingungen des Luftpolsters, die Abb. 1 zeigt. Die Resonanzstellen liegen im untersuchten Frequenzgebiet bei etwa 1000 und 2000 Hz; die seitliche Luftpolsterdämpfung war dabei eine 15 cm breite Watteschicht. Die entsprechenden Schalldämmittelwerte (100 bis 3000 Hz) sind 25 bzw. 31 db.

Die Einfügung von Schallbrücken zwischen diesen beiden Wänden änderte, wie schon erwähnt, die Schallübertragung nicht, so daß es aussichtslos erschien, damit Materialeinflüsse und verschiedene Anordnungen der Schallbrücken zu untersuchen. Es ergab sich also die Notwendigkeit, den Einfluß des Luftpolsters auf die Übertragung herabzusetzen. Dies wurde auf dreierlei Weise versucht. Die erste Möglichkeit bestand darin, mit einem besonders stark schallschluckenden Material den Luftspalt in seiner ganzen Länge und Dicke zu füllen. Hierzu wurde in den Hohlraum eine 12 cm starke Schlackenwolleschicht von etwa 30 kg/m² Gewicht eingebracht; die Holzplatten selbst hatten 2,4 kg/m². Für die tiefen und mittleren Frequenzen wurde jedoch kaum eine Erhöhung der Schalldämmung erzielt, im ganzen nahm trotz des erheblich größeren Aufwandes an Schallschluckmaterial gegenüber dem Fall der Randdämpfung mit Watte die Dämmzahl nur um 4 db zu. Man sieht daraus, daß es meist genügt, nur das Luftpolster am Rande zu dämpfen und nicht den ganzen Hohlraum mit Material auszufüllen. Eine genaue Messung des Schallbrückeneinflusses war mit dieser Maßnahme nicht möglich.

Der zweite Weg, der von vornherein aussichtsreich erschien, im Endeffekt aber ganz versagte, soll hier kurz angeführt werden; er bestand darin, den Parallelschallweg zu den zu untersuchenden Schallbrücken, die Luft, ganz zu entfernen, d. h. den Hohlraum zu evakuieren. Derartige Vorschläge der „evakuierten Doppelwände" sind schon oft gemacht worden, die Hauptschwierigkeit ist dabei, die gewaltige Belastung der Wände durch den äußeren Luftdruck geeignet aufzufangen. Die einfachste Lösung schien zu sein, hierzu die Schallbrücken selbst als Stützen zu benutzen. Als Wand wurde in diesem Falle eine Eisenblechwand gewählt, die

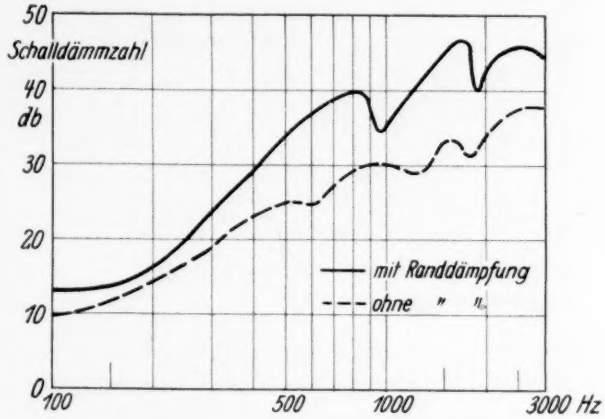


Abb. 1. Schalldämmkurven einer Sperrholz-Doppelwand mit und ohne Randdämpfung

Auflagestellen der Stützen wurden durch besondere Metallscheiben versteift. Das ganze Problem lief in seiner statischen Behandlung auf die Konstruktion einer Pilzdecke[1]) hinaus. Die Schallbrücken bestanden aus Eisenstäben, die an der einen Seite angeschweißt waren und sich beim Evakuieren gegen die andere legten. Schon beim ersten Evakuieren (mit einer Ölluftpumpe) zeigte das bloße Anhören, daß die Schalldämmung im luftleeren Zustand schlechter war. Die Messungen bestätigten diese Ergebnisse. Abb. 2 zeigt die Schalldämmkurven der Doppelwand im Bereich von 100—3000 Hz für einen innseitigen Überdruck von 12 mm, für Gleichheit des Luftdruckes außen und innen, für etwa eine halbe Atmosphäre Unterdruck im Innern der Wand, sowie für eine Atmosphäre Unterdruck. Man erkennt deutlich, daß die Schalldämmung durch das Evakuieren sich verschlechtert. Der Grund ist nach dem quantitativen Ergebnis

[1]) E. Wintergerst, Schalltechn. 4, Bd. 5 (1931/32) s. dortige Abb. 13.

[1]) Herrn Dr. Bucher danke ich herzlich für zahlreiche Ratschläge bei der Ausführung der Wand. Herr Worthmann hat mit großem Geschick die schwierigen Schweißarbeiten ausgeführt und die notwendige Dichtung erzielt.

Abb. 2 einfach zu finden. Durch die große Belastung (im Extremfall etwa 26 Tonnen) werden die beiden Eisenwände membranartig so stark gespannt und gleichzeitig mit so großer Kraft

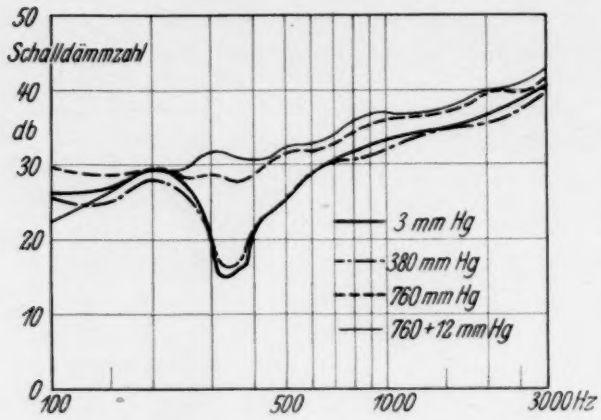


Abb. 2. Schalldämmkurven einer Eisenblechdoppelwand bei verschiedenem Luftdruck im Luftpolster

aufeinander gedrückt, daß die ganze Wandkombination sich wie eine hoch abgestimmte Einfachwand benimmt. Durch bloßes Anschlagen der Wand und Vergleich der erzeugten Tonhöhe mit dem Ton eines Überlagerungssummers ließ sich leicht feststellen, daß eine ausgeprägte Eigenperiode der Gesamtwand bei 340 Hz lag. Über diesen Mißerfolg, der hinterher sehr verständlich ist, ist hier nur berichtet worden, weil der Vorschlag, die Lufträume bei Doppelwänden zu evakuieren, häufig gemacht wird und die obige technische Lösung noch verhältnismäßig einfach auszuführen ist. Man kann den gemachten Fehler ohne weiteres vermeiden und die beiden Wände von der Außenseite her durch aufgeschweißte Eisenträger oder dgl. gegen den Luftdruck sichern; man hat dann die Möglichkeit, die Schallbrücken im Innern beliebig einzufügen; doch macht diese Lösung noch größere technische Schwierigkeiten.

Infolgedessen wurde ein dritter Weg eingeschlagen, die Schallübertragung im Luftpolster durch Einziehen einer schweren Zwischenwand zu erniedrigen. Als solche diente eine 20 mm starke Holzwand, beiderseits mit 2 mm starkem Bleiblech beschlagen (55 kg/m²). Die die beiden Außenwände koppelnden Stäbe wurden durch Löcher in der Blei-Holzplatte hindurchgeführt. Die Schalldämmung (Mittelwert über 100 bis 3000 Hz) der gesamten ungekoppelten Wandkombination war nunmehr wesentlich höher und betrug 46 db. Jetzt konnte bereits der Einfluß eines einzigen Verbindungsstabes sicher nachgewiesen werden. Abb. 3 zeigt die Schalldämmkurven im Bereich von 100—1000 Hz für drei Versuchsbedingungen, für die ungekoppelte Wand, für die Kopplung mit 5 Holz- sowie mit 5 Eisenstäben etwa gleichen Durchmessers (6 mm). Man erkennt, daß je nach der Frequenz die Schalldämmabnahme durch die Holzstäbe bis zu 15 db, durch die Eisenstäbe dagegen nur bis zu 10 db beträgt. Es zeigt sich also, daß die zwar starren, aber schweren Eisenstäbe weniger wirksam sind als die nicht so starren, dafür aber leichteren Holzstäbe. Das Ergebnis beweist, daß es bei diesem Versuch auf das Gewicht, auf die Maße der Schallbrücken ankommt; die Verbindungsstellen werden zu Schwingungsknoten.

Die zweite Versuchsreihe bezieht sich auf den Fall der Schallübertragung zwischen Wänden hohen mechanischen Eigenwiderstandes. Hierzu

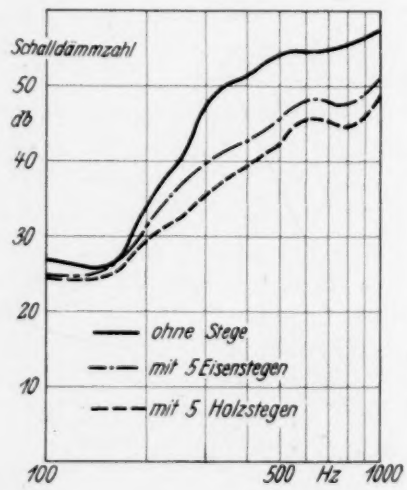


Abb. 3. Schalldämmkurven einer Sperrholzdoppelwand mit einer schweren Zwischenwand im Luftpolster ohne und mit Schallbrücken.

wurden eine Massivdecke und eine etwa $^1/_2$ m² große, 18 mm starke Eisenplatte benutzt. Die Eisenplatte, an einem gegen die Decke isolierten Eisengerüst freihängend, wurde in diesem Falle

nicht mit reinen Tönen, sondern mit dem zur Trittschallmessung verwendeten Trittschallsender[1]) erregt, d. h. durch etwa 10 mal in der Sekunde aus 4 cm Höhe herabfallende Hämmer von 500 g Gewicht werden kurzzeitige Impulse auf die Platte übertragen. Gemessen wird die Lautstärke in dem unter der Decke befindlichen Raum mit einem objektiven Lautstärkemesser. Zunächst wurde die Lautstärke im unteren Raum ohne jede Verbindung zwischen Eisenplatte und Decke festgestellt, sie rührt von dem die Decke treffenden Luftschall und von dem Körperschallanteil her, der von der Eisenplatte durch das tragende Eisengerüst hindurchgeht. Dann wurden bis zu 100 Verbindungsstäbe und zwar etwa 16 cm lange Eisen- oder Holzstäbe gleichen Durchmessers (6 mm) eingesetzt. Abb. 4 zeigt die Lautstärkeerhöhung in Phon, gemessen in dem darunter befindlichen Raum. In beiden Fällen erfolgte die Erhöhung der Schallenergie im unteren Raum proportional der Stabanzahl, d. h. proportional der Schallbrückenfläche. Die Holzstäbe, die im vorigen Versuch am stärksten übertrugen, zeigen jetzt die geringste „Schallleitung". Die starren Eisenstäbe bringen die größere Schallstärkeerhöhung. Die Erklärung ist schon eingangs angedeutet. In der zweiten Versuchsreihe spielt die Federung der Stäbe eine Rolle. Die zwischen Eisenplatte und Decke befindlichen Stäbe werden wegen des großen mechanischen Endwiderstandes auf Durchbiegung beansprucht; die Holzstäbe sind nachgiebiger, die Eigenperiode des Systems Eisenplatte-Holzstäbe ist dadurch tiefer und die Dämmung wird höher.

Die Messungen lehren also, daß ein und derselbe Stoff eine ganz verschiedene Schallbrücke bilden kann. Die obigen Versuchsbedingungen sind absichtlich sehr einfach gewählt, sie weisen aber darauf hin, daß in den viel verwickelteren Fällen der Praxis die Schallübertragung durch Schallbrücken schwierig zu beurteilen sein wird.

[1]) A. Gastell, Akust. Z. 1 (1936), S. 24.

Als Regel für die Baupraxis kann abgeleitet werden, daß man leichte Baukonstruktionen, z. B. Doppel- oder mehrschalige Leichtwände durch schwere Massen (in Form von Pfeilern, Rahmen oder Einspannstellen) abstützen kann,

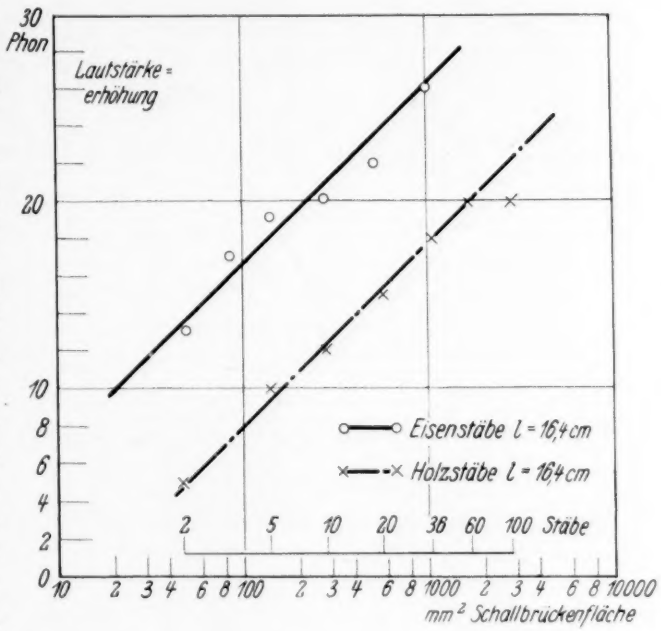


Abb. 4. Versuchsanordnung Eisenplatte-Massivdecke. Lautstärkeerhöhung im Raum unter der Decke bei Einfügung von Schallbrücken zwischen Eisenplatte-Massivdecke

ohne die Schalldämmung wesentlich zu beeinflussen. Bei schweren Konstruktionen müssen stets elastische Bindeglieder, wie Schichten aus Kork, Gummi usw. oder Federn (schwebende Bauweise) verwendet werden.

Zusammenfassung

Kurze Schalleitungen können je nach dem Endwiderstand als Masse oder Federung wirken und damit verschieden übertragen. Über zwei Beispiele dieser Art wird berichtet.

(Eingegangen am 21. Januar 1937.)

Schallabsorption von Gasen im Kundtschen Rohr, insbesondere bei Unterdruck. — Der molekulare Anteil der Absorption im Rohr

Von Hermann Oberst

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

Mit 9 Abbildungen

I. Einleitung

Schon vor 100 Jahren wurde beobachtet, daß die Schallgeschwindigkeit in Luft in Röhren etwas kleiner ist, als die LAPLACEsche Formel $a^2 = \frac{\varkappa p_0}{\varrho_0}$ (s. II) verlangt. HELMHOLTZ nahm als Ursache hierfür die Dämpfung der Schallwelle auf Grund der inneren Reibung des Gases an und berechnete die Reibungskorrektur für die Schallgeschwindigkeit im Rohr. KUNDT fand jedoch experimentell, daß die HELMHOLTZsche Korrektur nicht ausreicht, und seine Vermutung, daß die Wärmeleitung des Gases berücksichtigt werden müßte, regte KIRCHHOFF zu seiner viel zitierten Arbeit [1]) vom Jahre 1868 an. KIRCHHOFF stellte die Differentialgleichungen für die Schallausbreitung im Gase unter Berücksichtigung der inneren Reibung und der Wärmeleitung zusammen und integrierte sie u. a. auch für den Fall der achsensymmetrischen Schallausbreitung in einem zylindrischen Rohre. In den experimentellen Arbeiten, die die Schalldämpfung der Luft im Rohr zum Gegenstand haben [2]), wird stets die KIRCHHOFFsche Arbeit zum Vergleich der Meßergebnisse mit der Theorie herangezogen.

Direkte Messungen der Schallabsorption der Luft in Röhren sind erst in jüngerer Zeit vorgenommen worden [2]). Das kommt vor allem daher, daß vorher nicht die technischen Hilfsmittel zu einer genügend genauen Messung zur Verfügung standen. Mit den Fortschritten der allgemeinen physikalisch-akustischen Meßtechnik im letzten Jahrzehnt ließ sich auch die Genauigkeit der Absorptionsmessung steigern, und es ist damit heute eine genaue experimentelle Prüfung der KIRCHHOFFschen Theorie möglich geworden. Diese wurde in den bisherigen Arbeiten [2]) im wesentlichen bestätigt, doch kamen die Dämpfungskonstanten etwas größer heraus, als die Theorie erwarten läßt.

Es ist nun die Frage, welche Rolle bei der Schallausbreitung in Röhren die molekulare Absorption spielt. KNESER und KNUDSEN haben diese in den letzten Jahren weitgehend am Sauerstoff erforscht, und KNESER hat die Theorie dazu gegeben [3]). Die molekulare Absorption des Sauerstoffs beruht auf einer verzögerten Einstellung der Schwingungsenergie der O_2-Moleküle gegenüber der der Energie der übrigen Freiheitsgrade bei adiabatischen Kompressionen des Gases. Es zeigte sich, daß im Bereiche der Hörfrequenzen bei der Ausbreitung der ebenen Schallwelle in freier Luft

[1]) G. KIRCHHOFF, Pogg. Ann. 134 (1868), S. 177.

[2]) H. LICHTE, Elektr. Nachr.-Techn. 4 (1927), S. 304; H. TISCHNER, Elektr. Nachr.-Techn. 7 (1930), S. 192; K. O. LEHMANN, Ann. Physik 21 (1934), S. 533; E. WAETZMANN und L. KEIBS, Ann. Physik 22 (1935), S. 247.

[3]) H. O. KNESER, J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 122; Z. techn. Physik 16 (1935), S. 213; V. O. KNUDSEN, J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 112; 6 (1934), S. 199; H. O. KNESER und V. O. KNUDSEN, Ann. Physik 21 (1934), S. 682; V. O. KNUDSEN und L. OBERT, J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), S. 249. Weitere Literatur in den genannten Arbeiten.

die molekulare Absorption die auf innerer Reibung und Wärmeleitung beruhende klassische (KIRCHHOFFsche) so überwiegt, daß diese vernachlässigt werden kann. Für die Vorgänge im KUNDTschen Rohre dagegen erwies sich die KIRCHHOFFsche Theorie als ausreichend (s. o.).

Im Rohre wird nun der klassische Anteil der Absorption auf Grund des Einflusses der Rohrwand gegenüber der Absorption bei freier Ausbreitung stark vergrößert, während man annehmen muß, daß die molekulare Absorption der ebenen Welle im Rohre die gleiche ist wie die der in freier Luft fortschreitenden. Unter dieser Annahme kommt man zu dem Ergebnis, daß im Rohre die klassische Absorption der Luft die molekulare stark überwiegt, was dem experimentellen Befund der bisherigen Arbeiten [2]) entspricht. Es wird zur Deutung der Meßergebnisse der vorliegenden Arbeit die Hypothese [4]) gemacht, daß die Dämpfungskonstanten für die ebene Schallwelle im Rohre sich in erster Näherung additiv aus zwei Anteilen zusammensetzen, nämlich aus dem von KIRCHHOFF unter Berücksichtigung der inneren Reibung und der Wärmeleitung für das Rohr berechneten klassischen [1]) und aus dem von KNESER für die im Freien fortschreitende ebene Welle berechneten molekularen Anteil [3]). In bezug auf den klassischen Anteil wird im Einklang mit den Ergebnissen anderer Autoren [2]) eine Vergrößerung der gemessenen Dämpfungskonstanten gegenüber den nach KIRCHHOFF berechneten gefunden. Die prozentuale Abweichung ergibt sich in der vorliegenden Arbeit dank der Genauigkeit der Methode innerhalb enger Grenzen gleich groß für verschiedene Gase und in verschiedenen Röhren. Dieser Befund gilt auch noch für einen weiten Bereich kleinerer Drucke, auf den die Messungen ausgedehnt werden. Die molekulare Absorption des Sauerstoffs und der Luft wird zum ersten Male im Rohre nachgewiesen, und es ergibt sich quantitativ Übereinstimmung mit den Ergebnissen KNESERS und KNUDSENS.

[4]) Die KNESERsche Theorie muß in die KIRCHHOFFsche eingebaut werden; da dies bisher noch nicht geschehen ist, wird die Arbeitshypothese gemacht.

II. Zur Theorie der Schallabsorption von Gasen im Rohr

KIRCHHOFF setzt in seiner Arbeit [1]) kleine Geschwindigkeiten, kleine Änderungen der Dichte, des Druckes, der Temperatur usw. voraus und beschränkt sich auf die Betrachtung reiner Töne. Für den Fall der achsensymmetrischen Schallausbreitung in einem zylindrischen Rohre kommt er unter der Voraussetzung, daß die Abhängigkeit der Temperaturschwankungsamplitude und der Komponenten der Schnelle- (Geschwindigkeits-) Amplitude vom Ort x der Rohrachse ausschließlich durch den Faktor $e^{\gamma x}$ gegeben ist, daß ferner das Gas an der Rohrwand fest haftet, und daß dort die Temperaturschwankungsamplitude gleich 0 ist [5]), und unter gewissen mathematischen Einschränkungen (s. u.) zu dem Ergebnis, daß bei Röhren mit geeigneter Weite eine im wesentlichen ebene Welle auftritt; das Geschwindigkeits- bzw. Temperaturgefälle findet in einem sehr kleinen Bereich dicht an der Rohrwand statt.

Als Lösung für die Axialkomponente v_x der Schnelleamplitude wird gefunden (unter Abänderung der Bezeichnungen gemäß dem heutigen Gebrauch)

$$v_x = (B_1 e^{\gamma x} + B_2 e^{-\gamma x})\, e^{i\omega t}$$

(B_1 und B_2 sind willkürliche komplexe Konstanten), wobei $\gamma = \beta + i\alpha$,

$$\beta = \frac{1}{a r}\sqrt{\frac{\omega}{2}}\sqrt{\frac{\eta}{\varrho_0}}, \tag{1}$$

$$\alpha = \frac{\omega}{a}\left(1 + \frac{1}{r}\frac{1}{\sqrt{2\omega}}\sqrt{\frac{\eta}{\varrho_0}}\right) \approx \frac{\omega}{a}$$

bei kleiner Dämpfung,

$$\sqrt{\eta} = \sqrt{\eta}\left(1 + \left(\sqrt{\varkappa} - \frac{1}{\sqrt{\varkappa}}\right)\sqrt{K}\right), \tag{1a}$$

r = Rohrradius,

$a = \sqrt{\dfrac{\varkappa p_0}{\varrho_0}}$ = Schallgeschwindigkeit nach LAPLACE,

$\varkappa = \dfrac{c_p}{c_v}$ = Verhältnis der spezifischen Wärmen,

[5]) S. dazu P. S. HENRY, Proc. physic. Soc. 43 (1931), S. 340. — HENRY unterzieht die KIRCHHOFFsche Theorie einer eingehenden Kritik. Er findet, daß die vereinfachenden Voraussetzungen KIRCHHOFFS (Haften und Temperaturkonstanz des Gases an der Wand) keine wesentlichen Fehler an den Ergebnissen der Theorie bewirken.

p_0 = Gasdruck,
ϱ_0 = Gasdichte,
$\omega = 2\pi f$ = Kreisfrequenz,
η = Koeffizient der inneren Reibung,

bei Zimmertemperatur ist

$$K = \begin{cases} 2{,}5 \text{ für einatomige Gase,} \\ 1{,}9 \text{ für zweiatomige Gase,} \\ 1{,}5\text{—}1{,}75 \text{ für mehratomige Gase.} \end{cases}$$

Der Faktor K stammt aus der Gleichung $\frac{\lambda'}{\eta} = K c_v$, wo λ' den Wärmeleitungskoeffizienten des Gases bedeutet. MAXWELL fand unter speziellen Annahmen für einatomige Gase $K = \frac{5}{2}$, und KIRCHHOFF benutzt in seiner Theorie diesen Wert. In neueren theoretischen und experimentellen Arbeiten[6]) wird gefunden, daß für K einer der oben angegebenen Werte zu setzen ist je nach der Zahl der Atome eines Gasmoleküls. In einigen der experimentellen Arbeiten[2]) werden die Dämpfungskonstanten β für Luft noch mit dem von KIRCHHOFF angegebenen Wert $K = 2{,}5$ statt mit $K = 1{,}9$ berechnet. Mit dieser Zahl werden die berechneten Dämpfungskonstanten um 5% gegenüber den mit $K = 2{,}5$ berechneten verkleinert, und die Abweichung der beobachteten Konstanten von den berechneten wird vergrößert.

In dem KIRCHHOFFschen Lösungsgange für das Rohr treten BESSELsche Funktionen erster Art nullter und erster Ordnung auf mit drei verschiedenen Argumenten. Die obenerwähnten mathematischen Einschränkungen bestehen darin, daß KIRCHHOFF im ersten Falle das Argument als klein gegen 1 voraussetzt; die Entwicklung der BESSELfunktionen in Potenzreihen kann dann nach dem ersten Gliede abgebrochen werden. In den beiden anderen Fällen sollen die Argumente genügend große Beträge annehmen; die BESSELfunktionen erster Art lassen sich dann durch die dritter Art (HANKELfunktionen) asymptotisch darstellen (Entwicklung nach fallenden Potenzen des Argumentes), und man kann die Summen in der asymptotischen Darstellung nach dem ersten Gliede abbrechen. Die Argumente sind nun dem Rohrradius r proportional, ferner hängen sie von der Dichte ϱ_0 bzw. dem Druck p_0 des Gases, vom Reibungskoeffizienten η, von der Schallgeschwindigkeit a und von der Frequenz f ab. Diese Größen werden auf Grund der mathematischen Einschränkungen bestimmten Bedingungen unterworfen. Wenn man beispielsweise Druck, Temperatur und Frequenz vorgibt, kann man r nicht mehr beliebig wählen, der Bereich der zulässigen Beträge von r ist nach oben und nach unten begrenzt. Bei den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Versuchen bei Zimmertemperatur wurden Röhren vom Radius $r = 4$ cm benutzt, der Frequenzbereich erstreckte sich von etwa 700—4000 Hz. Bei Atmosphärendruck sind dann die Voraussetzungen in bezug auf die Argumente der BESSELfunktionen sicher erfüllt und auch die sonstigen Vernachlässigungen KIRCHHOFFs erlaubt. Dasselbe gilt für einen weiten Bereich kleinerer Drucke. Die numerische Abschätzung ergab für Luft eine untere Grenze von etwa 5 mm Hg; die Welle im Rohre ist dann auch als eben anzusehen, wenn man von der Gasschicht in unmittelbarer Nähe der Wand absieht. Es ist zu bemerken, daß weder die Schallgeschwindigkeit a noch in diesem Druckbereich der Reibungskoeffizient η vom Druck abhängen, die freie Weglänge der Gasmoleküle ist noch so klein, daß die Gleitung und der Temperatursprung an der Rohrwand keine Rolle spielen und man das Gas als fest an der Wand haftend und die Temperatur dort als konstant annehmen darf, wie es die KIRCHHOFFsche Hypothese erfordert[5]).

Es ist zu bemerken, daß eine genauere Abschätzung des Druckbereiches, in dem die KIRCHHOFFsche Lösung gilt, nach unten ohne besonderes Interesse ist. Es wird sich, wenn man zu immer kleineren Drucken übergeht, ein mathematisch schwer zu erfassendes Übergangsgebiet an den oben abgeschätzten Bereich anschließen. Interessante und der mathematischen Behandlung leichter zugängliche Verhältnisse sind erst wieder dann zu erwarten, wenn die freie Weglänge der Gasmoleküle in die Größenordnung der Apparaturdimensionen kommt bzw. groß gegen diese wird.

Für die im Freien fortschreitende ebene Welle findet KNESER[3]) für die Konstante der molekularen Absorption m (cm^{-1}) des Sauerstoffs bzw. der Luft, wenn m durch die Gleichung $J_x = J_0 e^{-mx}$ definiert ist (J_0 und J_x bedeuten die Schallintensität), den Ausdruck

$$(2) \qquad m = \frac{\mu}{\lambda} = \frac{2\mu_{max}}{a} \cdot \frac{f_{max}}{1 + \frac{f_{max}^2}{f^2}}.$$

[3]) A. EUCKEN, Physik. Z. 14 (1913), S. 324.

Die auf die Wellenlänge λ bezogene Absorptionskonstante μ hat ein Maximum bei der Frequenz $f_{max} = \frac{1}{2\pi\tau}$, wo τ der Einstelldauer der Schwingungsenergie entspricht. KNESER findet

$$\mu_{max} = \pi \frac{R C_i}{C (C + R)}, \tag{2a}$$

R = Gaskonstante,

C = Molwärme bei konstantem Volumen $\left(C \approx \frac{5}{2} R\right)$,

C_i = Schwingungswärme.

Der Maximalwert μ_{max} hängt nur von der absoluten Temperatur T ab, von anderen Zustandsgrößen nicht, er ist also insbesondere vom Druck unabhängig; die Abhängigkeit von kleinen Fremdgasbeimengungen kann vernachlässigt werden. Die Frequenz f_{max}, bei der das Maximum μ_{max} erreicht wird, ist sehr stark von Fremdgasbeimischungen abhängig. Für sehr reinen Sauerstoff fanden KNESER und KNUDSEN eine abnorm große Einstelldauer der Schwingungsenergie von der Größenordnung 10^{-3} sec, demgemäß nimmt f_{max} sehr kleine Beträge von der Größenordnung 100 Hz an; f_{max} wächst mit zunehmendem Fremdgasgehalt, der Zusammenhang zwischen f_{max} und der Fremdgaskonzentration h (Verhältnis der Molekülzahl der Fremdgasbeimengung zu der des Sauerstoffs) wurde von den beiden Autoren genauer untersucht, desgleichen in Luft die Abhängigkeit von f_{max} vom Feuchtigkeitsgehalt. Sowohl beim Sauerstoff als auch im Falle der Luft liegt f_{max} bei kleinen Fremdgaskonzentrationen im Bereich der Hörfrequenzen. Für Stickstoff ist C_i bei Zimmertemperatur so klein, daß keine merkliche molekulare Absorption auftritt, demzufolge ist für Luft C_i und damit μ_{max} kleiner zu erwarten als für Sauerstoff entsprechend dem Sauerstoffgehalt der Luft von 21%. Die von KNESER und KNUDSEN beobachteten μ_{max} in Sauerstoff und Luft stimmen gut mit den berechneten überein.

Wenn man die Arbeitshypothese (s. o.) unter Benutzung der Ergebnisse KIRCHHOFFS und KNESERS auf den Absorptionskoeffizienten m anwendet, erhält man

$$m = m_1 + m_2, \tag{3}$$

wobei $m_1 = 2\beta$ auf dem Anteil der Absorption infolge von innerer Reibung und Wärmeleitung und m_2 auf dem molekularen Anteil beruht.

Für β ist der oben angegebene KIRCHHOFFsche Wert (1) einzusetzen (β bezieht sich auf die Schnelle bzw. den Schalldruck, m_1 dagegen auf die Energie, daher $m_1 = 2\beta$), also

$$m_1 = \frac{1}{a r} \sqrt{2\omega} \sqrt{\frac{\bar{\eta}}{\varrho_0}}; \tag{3a}$$

für m_2 wird der KNESERsche Wert gesetzt [Gl. (2)]

$$m_2 = \frac{2\mu_{max}}{a} \frac{f_{max}}{1 + \frac{f_{max}^2}{f^2}}. \tag{3b}$$

III. Die Methode der Schallabsorptionsmessung

Es wird eine Resonanzmethode benutzt. Das KUNDTsche Rohr der Länge l wird an einem Ende abgeschlossen durch die Kolbenmembran eines elektrodynamischen Schallsenders, deren Masse so groß ist, daß die Rückwirkung der Schallvorgänge im Rohr auf die Membran nicht merklich ist, am anderen durch ein Kondensatormikrophon; wegen der hohen Spannung der Mikrophonmembran darf man diesen Abschluß als praktisch starr ansehen (die experimentellen Untersuchungen darüber s. u.).

Man kann dann am Ort $x = 0$ der Kolbenmembran die Schnelleamplitude V vorgeben; am Ort $x = l$ der Kondensatormikrophonmembran ist $v_x = 0$ zu setzen. Damit sind die Randbedingungen für die ebene Welle im Rohre gegeben.

Es gilt dann, wenn $v_x = v(x)\, e^{i\omega t}$ gesetzt wird,

$$v(x) = B_1 e^{\gamma x} + B_2 e^{-\gamma x}$$

oder

$$v(x) = B_1' \mathfrak{Cof}\, \gamma x + B_2' \mathfrak{Sin}\, \gamma x,$$

für $x = 0$ soll sein

$$v(0) = V,$$

für $x = l$

$$v(l) = 0;$$

die Lösung ist

$$v(x) = \dot{V} \frac{\mathfrak{Sin}\,\gamma\,(l-x)}{\mathfrak{Sin}\,\gamma\,l}.$$

Für die Schalldruckamplitude $p(x)$ erhält man damit, wenn man auf die hydrodynamische Bewegungsgleichung zurückgeht (eine der Ausgangsgleichungen der Theorie) und die Dämpfungsglieder vernachlässigt, was bei der kleinen Dämpfung bei allen in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Versuchen erlaubt ist,

$$p(x) = \varrho_0\, a\, V \frac{\mathfrak{Cof}\,\gamma\,(l-x)}{\mathfrak{Sin}\,\gamma\,l}.$$

Gemessen wird mit Hilfe des Kondensatormikrophons der Betrag des Schalldruckes p_e am Rohrende $x = l$. Es gilt

$$p_e = \frac{\varrho_0\, a\, V}{\mathfrak{Sin}\,\gamma\,l}.$$

Mit $\gamma = \beta + i\,\alpha$ wird

$$p_e = \frac{\varrho_0\, a\, V}{\cos\alpha\, l \cdot \mathfrak{Sin}\,\beta\, l + i \sin\alpha\, l \cdot \mathfrak{Cof}\,\beta\, l},$$

woraus man für den absoluten Betrag von p_e erhält

$$|p_e| = \frac{\varrho_0\, a\, V}{\sqrt{\mathfrak{Sin}^2\,\beta\, l + \sin^2\alpha\, l}}.$$

Der Schalldruck $|p_e|$ hat Resonanzstellen bei den durch die Gleichung $\alpha\, l = \pi\, n$, $n = 1, 2, 3, \ldots$ bestimmten Frequenzen f_0. Bei Vernachlässigung der Dämpfungskorrektur ist α gleich der Wellenzahl k, $\alpha = k = \frac{\omega}{a}$, und man erhält für die Resonanzfrequenzen f_0 den Ausdruck

$$f_0 = \frac{n\, a}{2\, l}; \tag{4}$$

n gibt die Zahl der halben Wellenlängen der stehenden Wellen im Rohr im Resonanzfall an.

Wenn man sich auf die Betrachtung einer kleinen Umgebung der Resonanzstellen f_0 beschränkt, die Frequenzen f dieser Umgebung seien durch $f = f_0 \pm \Delta f$ gegeben, wobei $0 \leq \Delta f \ll f_0$ sein soll, so erhält man bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung, die wiederum bei allen Versuchen der Arbeit erlaubt ist,

$$|p_e| = \frac{\frac{\varrho_0\, a\, V}{l}}{\sqrt{\beta_0^2 + (\Delta k)^2}}, \tag{5}$$

β_0 soll die Absorptionskonstante bei der Resonanzfrequenz f_0 bedeuten, $\Delta k = \frac{2\pi\,\Delta f}{a}$.

Gl. (5) beschreibt die Resonanzkurve des Schalldruckes am Rohrende, deren Halbwertbreite δ bestimmt werden soll; δ ist definiert durch die Gleichung $\delta = |f_1 - f_2|$, wobei f_1 und f_2 diejenigen Frequenzen oberhalb und unterhalb von f_0 sind, für die $|p_e|^2 = \frac{1}{2}\,|p_{e_{res}}|^2$ ist, $|p_{e_{res}}|$ sei die Resonanzamplitude ($\Delta f = 0$). Bei allen Versuchen dieser Arbeit ist δ so klein, d. h. die Resonanzkurven sind so steil, daß für alle Frequenzen zwischen f_1 und f_2 $\Delta f \ll f_0$ ist, wie oben angenommen wurde.

Trägt man $\left|\frac{p_{e_{res}}}{p_e}\right|^2$ als Funktion von $(\Delta f)^2$ graphisch auf, erhält man eine Gerade, die die Ordinatenachse bei $\left|\frac{p_{e_{res}}}{p_e}\right|^2 = 1$ schneidet, denn es ist

$$\left|\frac{p_{e_{res}}}{p_e}\right|^2 = 1 + \left(\frac{\Delta k}{\beta_0}\right)^2. \tag{5a}$$

Vorausgesetzt wird dabei, daß V über das ganze Frequenzintervall der Breite δ konstant ist, was aber wegen der Kleinheit der δ bei dem gegebenen Schallsender ohne weiteres erfüllt ist.

Für $\Delta f = \frac{\delta}{2}$ gilt dann

$$\left|\frac{p_{e_{res}}}{p_e}\right|^2 = 2 = 1 + \left(\frac{\pi\,\delta}{a\,\beta_0}\right)^2,$$

woraus folgt

$$\beta_0 = \frac{\pi\,\delta}{a}. \tag{6a}$$

Wenn man β_0 auf die gesamte Absorption (klassische und molekulare) im Rohre bezieht, erhält man für den Absorptionskoeffizienten der Energie $m_0 = 2\,\beta_0$

$$m_0 = \frac{2\,\pi\,\delta}{a}. \tag{6b}$$

Bei den Messungen wird δ gewonnen aus den quadratisch aufgetragenen Resonanzkurven, nämlich aus der zu der Ordinate $\left|\frac{p_{e_{res}}}{p_e}\right|^2 = 2$ gehörenden Abszisse $(\Delta f)^2 = \left(\frac{\delta}{2}\right)^2$ (vgl. Abb. 7).

Die beiden Zweige der Resonanzkurve (p_e als Funktion von $\pm\,\Delta f$ aufgetragen) rechts und links von f_0 müssen bei der quadratisch aufgetragenen Resonanzkurve zusammenfallen, d. h. man erhält für $+\,\Delta f$ und $-\,\Delta f$ die-

selbe Gerade. Das ist nur bei unverzerrten Resonanzkurven der Fall, und man hat damit ein empfindliches Kriterium für die Sauberkeit der Messungen (s. die Meßbeispiele Abb. 7).

IV. Die Apparatur

Die Anordnung der Apparatur ist aus der schematischen Skizze in Abb. 1 zu ersehen.

Zu dem bei den Messungen benutzten elektrodynamischen Schallsender gehört ein hochwertiger permanenter Topfmagnet. Die Kolbenmembran be-

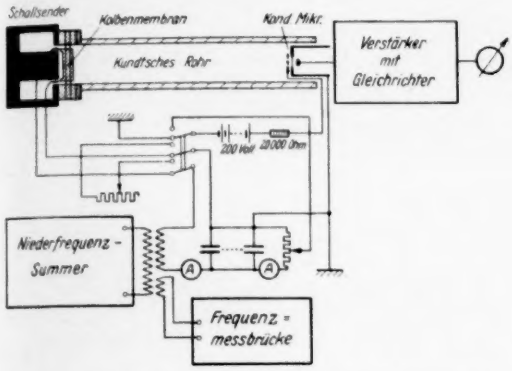


Abb. 1. Anordnung zur Messung der Schallabsorption in Gasen

steht aus einer dicken Messingkreisscheibe (Masse 530 g), auf die auf beiden Seiten 0,1 mm-Bronzebleche aufgeschraubt sind, die in der aus der Skizze ersichtlichen Weise eingespannt sind. Das Kondensatormikrophon wird in der Niederfrequenzschaltung betrieben[7]). Bei den ersten Messungen in einem Kundtschen Rohr aus Glas vom Radius $r = 4$ cm befand sich vor der Membran eine durchlöcherte Hilfselektrode, die isoliert in die Membranfassung eingeschraubt war. Der durch die Membran und das Gewinde der Hilfselektrode begrenzte zylindrische Hohlraum wurde so flach wie möglich gehalten; seine Tiefe ist klein gegenüber allen bei den Messungen vorkommenden Wellenlängen. Das Glasrohr war gegen den Schallsender durch einen dicken Gummiflansch, die zylindrische Fassung des Kondensatormikrophons gegen die Rohrwand mit Ventilschläuchen abgefedert. Eventuelle Fugen und Poren an den Gummifederungen wurden mit weißem Vakuumsiegellack abgedichtet.

Das Kundtsche Rohrsystem mit Schallsender und -empfänger wurde in eine Vakuumapparatur eingebaut. Lichtbild Abb. 2 zeigt das bei späteren Messungen verwandte Messingrohr in dieser Apparatur.

Rechts am Kundtschen Rohr der dynamische Schallsender, oben auf dem Rohr ein Ventil, das beim Evakuieren und bei Gasfüllungen geöffnet, bei den Absorptionsmessungen geschlossen sein muß; das Öffnen und Schließen geschieht mit Hilfe eines auf Schienen laufenden Weicheisenzylinders, der mit einem Magneten von außen bewegt wird. Zur Vakuumapparatur gehören eine mehrstufige Quecksilberdiffusionspumpe mit Vorpumpe, mehrere Kühlfallen, der Gasdruck wird bei kleinsten Drucken mit einem McLeod-Manometer, bei größeren Drucken mit einem Hg-U-Manometer gemessen. Die Rohrleitungen und die Bohrungen der Hähne wurden so weit gewählt, daß die Apparatur hochvakuumtechnisch einwandfrei ist. Abb. 3 zeigt die Gesamtapparatur während einer Helium-Umfüllung. Das im Rezipienten mit dem Kundtschen Rohr befindliche Helium wird mit Hilfe einer zwischengeschalteten Ölpumpe, die zusammen mit dem im Vordergrund sichtbaren Glaskolben-Aggregat vorevakuiert wird, in dieses übergefüllt. Das Verfahren, das im Kältelaboratorium[8]) der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt erprobt wurde, gestattet Umfüllen des Edelgases aus dem Kolbenaggregat in die Rohrapparatur und umgekehrt mit sehr kleinen Verlusten bei geringer Verunreinigung.

Den Wechselstrom zum Betrieb des Schallsenders liefert ein Niederfrequenzsummer (Röhrensender mit induktiver Rückkopplung). Der Lautsprecherstromkreis ist induktiv mit dem Schwingungskreis des Senders gekoppelt; er besitzt Induktivität und Kapazität und wird bei den Messungen auf Resonanz abgestimmt, wodurch eine gute Siebung des Lautsprecherstromes erreicht wird. Die Senderfrequenzen werden gemessen mit einer Siemens-Tonfrequenzmeßbrücke (s. Abb. 1). Legt man an den durch Kondensatormikrophonmembran und Hilfselektrode gebildeten Kondensator eine Gleichspannung und überlagert dieser eine sinusförmige Wechselspannung, die klein gegen die Gleichspannung sein muß, so wird, abgesehen von dem elektrostatischen Gleichdruck, ein Wechseldruck auf die Membran ausgeübt, der bei genügender Kleinheit der Wechselspannung dieser proportional und

[7]) E. Meyer, Hdb. Exp.-Physik XVII 2 (1934), S. 82.

[8]) Für wertvolle Ratschläge habe ich den Herren des Kältelabor. der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, für kostenlose Überlassung des Heliums Herrn Dr. Donandt zu danken.

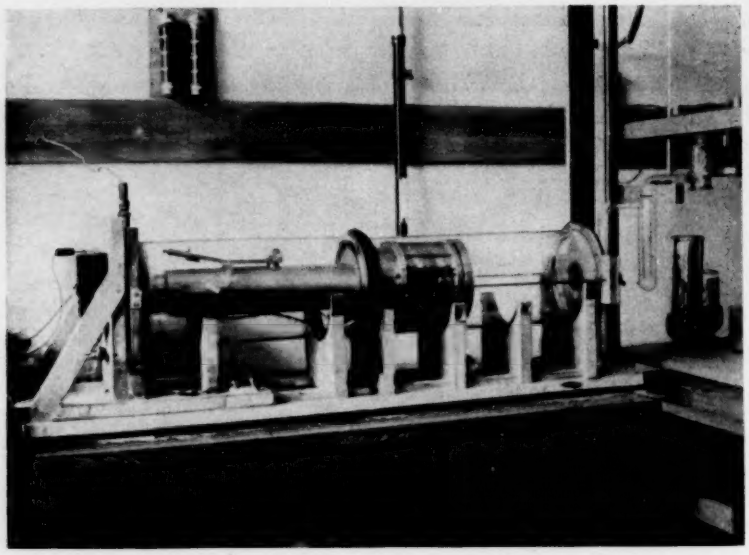


Abb. 2. Das Kundtsche Rohr in der Vakuumapparatur

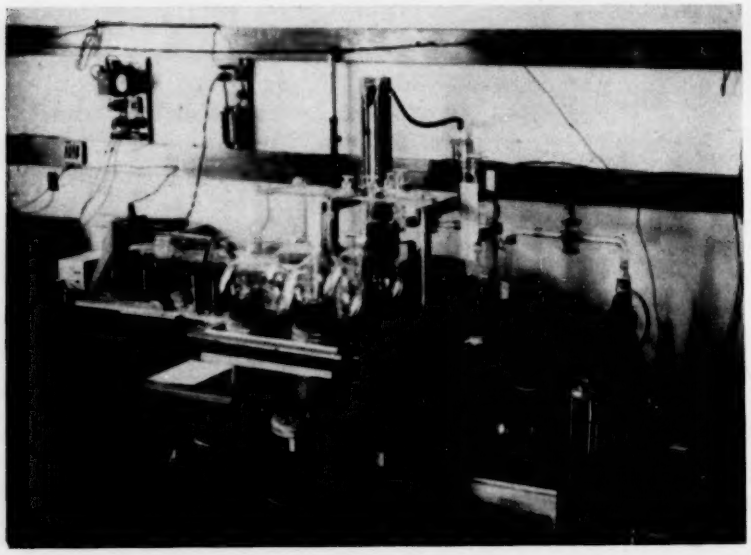


Abb. 3. Die Gesamtapparatur

sinusförmig ist [9]). Dieser Wechseldruck wurde zur Messung der Resonanzamplituden $|p_{e_{res}}|$ des Schalldruckes am Kondensatormikrophon benutzt. Im allgemeinen wurde dabei zunächst der $|p_{e_{res}}|$ proportionale Ausschlag A_{res} bei bestimmtem Lautsprecherstrom J an dem zum Gleichrichter des Kondensatormikrophonverstärkers gehörenden Anzeigeinstrument bestimmt (über die Proportionalität s. u.). Danach wurde in der aus dem Schaltschema in Abb. 1 ersichtlichen Weise mittels eines Umschalters der Schallsender abgeschaltet und durch einen Schiebewiderstand ersetzt, der so eingeregelt wurde, daß die Frequenz des Senders und die Resonanzabstimmung des Lautsprecherstromkreises erhalten blieben. An dem den Kondensatoren dieses Kreises parallel

[9]) E. Meyer, Hdb. Exp.-Physik XVII 2 (1934), S. 84.

geschalteten Widerstand von 10000 Ohm (Dekadenkurbelwiderstand), der die Schärfe der Resonanzabstimmung von J nur wenig beeinträchtigt, wurde dann die Wechselspannung der Resonanzfrequenz f_0 zur Erzeugung des kompensierenden Wechseldruckes auf die Kondensatormikrophonmembran abgegriffen. Die Ausschläge am Anzeigeinstrument des Verstärkers sind der abgegriffenen Wechselspannung proportional (s. u.), die aus Widerstand und Stromstärke bestimmt wird (s. Schaltbild Abb. 1, der kapazitive Widerstand der Kapazität Membran-Hilfselektrode ist groß gegen den Widerstand von 10000 Ohm). Man kann die Wechselspannung U_{res} bestimmen, die dem Ausschlag A_{res} entspricht, und es ist

$$|p_{e_{res}}| = \text{const}\, U_{res}\,. \tag{7}$$

Damit hat man ein Relativmaß für die Resonanzamplitude des Schalldruckes. Der Proportionalitätsfaktor ist von der Frequenz unabhängig, die Frequenzkurve des Kondensatormikrophonverstärkers geht in die Messung von $|p_{e_{res}}|$ nicht ein.

Die Kennlinie des Gleichrichters, die während der Messungen laufend kontrolliert wurde, ist so beschaffen, daß im Bereich zwischen 50 und 100 Skalenteilen des Anzeigeinstrumentes, der ausschließlich für die Messungen benutzt wurde, strenge Proportionalität zwischen dem Schalldruck $|p_e|$ und dem Ausschlag A des Instrumentes besteht.

Zur genauen Messung der kleinen Frequenzintervalle Δf in der Umgebung einer Resonanzstelle f_0 bei der Aufnahme der Resonanzkurven des Schalldruckes $|p_e|$ wird ein Drehkondensator im Schwingungskreis des Senders geeicht. Die Kapazität hängt linear vom Drehwinkel ab; bei kleinen Änderungen der Kapazität ändert sich die Senderfrequenz linear mit diesen. Der Proportionalitätsfaktor zwischen der Frequenzänderung Δf und dem Drehwinkel wird ermittelt: es wird die Resonanzfrequenz f_0 der stehenden Schallwelle im Kundtschen Rohr am Sender (Niederfrequenzsummer) eingestellt, und einer Wechselspannung dieser Frequenz, die induktiv vom Sender abgegriffen wird, wird mit Hilfe eines Überlagerungssummers eine Wechselspannung etwas kleinerer Frequenz überlagert; die entstehenden Schwebungen werden quadratisch gleichgerichtet, und der Differenzton wird mit einem Relaisfrequenzmesser [10]) gemessen. Die Änderung der Differenztonfrequenz in Abhängigkeit von der Änderung des Winkels am Drehkondensator wird bestimmt und damit der Proportionalitätsfaktor.

V. Vorversuche

Es mußte in einer Reihe von Vorversuchen sichergestellt werden, daß die oben beschriebene Methode eine einwandfreie Messung der Schallabsorption in Gasen gewährleistet. Außerdem wurden Kontrollmessungen durchgeführt, die ein Bild von der Genauigkeit der Methode geben.

Zunächst wurde die Verwendbarkeit des Kondensatormikrophons bei Unterdruck geprüft; es ergab sich einwandfreies Arbeiten bis zu kleinen Drucken; die kleinsten Drucke, bei denen Messungen durchgeführt wurden, lagen bei etwa 1 mm Hg.

Mit abnehmendem Druck zeigt die Frequenzkurve des Mikrophons (Wechselspannung am Gitter der 1. Verstärkerröhre in Abhängigkeit von der Frequenz bei konstantem Schalldruck, s. dazu[9]), die bei Atmosphärendruck bei Frequenzen oberhalb 100 Hz bis über 10000 Hz horizontal verläuft, infolge des Verschwindens des Luftpolsters zwischen Membran und Gegenelektrode[7]) ein mehr und mehr hervortretendes Maximum in der Gegend von 10000 Hz, das der tiefsten Eigenfrequenz der Membran entspricht. Die Empfindlichkeit des Mikrophons wächst, sie ist im Frequenzbereich der Messungen (700 bis 4000 Hz) bei 20 mm Hg etwa 5 mal so groß wie bei Atm.-Druck; die Resonanzstelle der Membran liegt weit oberhalb dieses Bereiches.

Die Schwingungseigenschaften der Kolbenmembran des Schallsenders wurden genauer untersucht.

Die Resonanzkurve (Schnelleamplitude V der Membran in Abhängigkeit von der Frequenz f bei konstanter Kraftamplitude bzw. konstantem Lautsprecherstrom J) in der Umgebung der tiefsten Eigenfrequenz bei 90 Hz wurde nach zwei verschiedenen Methoden aufgenommen. Ferner wurden mit Hilfe einer Gegenelektrode vom Durchmesser 2 cm die relativen Amplituden der Membran kapazitiv in der Hochfrequenz- und in der Niederfre-

[10]) Vgl. Hdb. Exp.-Physik XVII 2 (1934), S. 148.

quenzschaltung[11]) an drei Stellen der Membran gemessen, deren Lage aus Abb. 4 zu ersehen ist, und die Frequenzkurven (V als Funktion von f bei konstantem J) für diese drei Stellen wurden ermittelt (Abb. 4).

Bis zu Frequenzen von etwa 1000 Hz schwingt die Membran dank der doppelten Führung durch zwei Bronzebleche kolbenförmig (die Membranebenen senkrecht zur Rohrachse). Aus der Halbwertbreite der Reso-

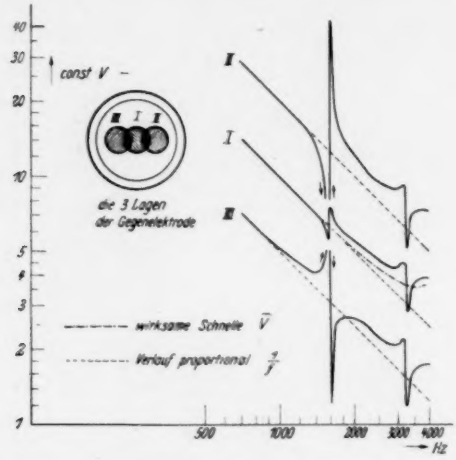


Abb. 4. Frequenzabhängigkeit der Schnelleamplitude V an 3 Stellen der Kolbenmembran. Die Kurven sind der besseren Übersichtlichkeit halber getrennt gezeichnet worden; sie sind so parallel zu sich selbst zu verschieben, daß alle zu gleichen Frequenzen gehörenden Punkte der geradlinigen Kurventeile der 3 Kurven unterhalb 1000 Hz zusammenfallen

nanzkurve bei 90 Hz bei Abstrahlung in den freien Raum ergibt sich eine so kleine Dämpfung, daß bei den kleinsten Frequenzen des Frequenzbereiches der Absorptionsmessungen (etwa 700 Hz) der Schwingungswiderstand schon ein reiner Massenwiderstand ist, daß also $V = \text{const}\,\frac{J}{i\,\omega\,m}$ ist, $m =$ Membranmasse, die Konstante ist bestimmt durch die Feldstärke im Luftspalt und die Länge des Tauchspulendrahtes. Bei Schallabstrahlung in das KUNDTsche Rohr muß der Schallwiderstand $Z = \frac{p\,(x)}{v\,(x)} = \varrho_0\,a\,\mathfrak{Ctg}\,\gamma\,(l-x)$ an der Membran $(x=0)$ berücksichtigt werden, der im Reso-

[11]) Hdb. Exp. Physik. XVII 2, E. MEYER, Kap. II, § 5; E. LÜBCKE, Kap. III, § 3. — Die Niederfrequenzschaltung zeigte eine größere Unempfindlichkeit gegen Erschütterungen.

nanzfall bei Atm.-Druck bei kleinen Frequenzen so große Beträge annimmt, daß die Rückwirkung des Luftschalles auf die Membran merklich wird (V nicht konstant über die Halbwertbreite der Resonanzkurven von $|p_e|$). Durch Z ist die untere Grenze des Frequenzbereiches der Absorptionsmessungen bestimmt. Bei Frequenzen oberhalb 700 Hz fällt der Betrag von Z sicher nicht mehr ins Gewicht, und die Membran schwingt unabhängig von den Schallvorgängen im Rohr. Bei höheren Frequenzen zeigen sich starke Abweichungen von der Form der Kolbenschwingung, so hat bei 1600 Hz die Membran trotz der doppelten Führung eine scharfe Resonanz, bei der sich eine Knotenlinie längs eines Membrandurchmessers ausbildet, rechts und links von dieser schwingt sie in entgegengesetzter Phase (s. Abb. 4). Eine weitere Resonanz tritt bei etwa 3200 Hz auf. Die der Kolbenschwingung überlagerten Schwingungen der Membran, bei denen diese sich unterteilt, tragen wenig zur Erzeugung und Aufrechterhaltung der stehenden Welle im KUNDTschen Rohre bei[12]). Auch bei den Frequenzen oberhalb 1000 Hz ist dafür im wesentlichen die Kolbenschwingung maßgebend, so daß die Messung der Halbwertbreite δ nicht dadurch beeinträchtigt wird, daß die Randbedingung $v(0) = V$ (alle Punkte der Membran in Phase) nicht mehr erfüllt ist.

Es ist hierzu noch zu bemerken, daß die stehende Welle im Rohre bei der Messung der Resonanzkurven von $|p_e|$ eine bevorzugte Eigenschwingung der Gassäule im an beiden Enden abgeschlossenen Rohre darstellt; die Anregung erfolgt in der Frequenz der Eigenschwingung. Es kommt dann sicher weniger darauf an, wie diese angeregt wird, als darauf, daß bei der Resonanzkurvenmessung die die Schwingung erzwingende Kraft über die Halbwertbreite konstant gehalten wird, und diese Bedingung erfüllt auch die unterteilt schwingende Membran, wenn man die engere Umgebung ihrer Resonanzstellen ausnimmt.

Die Wände der KUNDTschen Röhren wurden so dick gewählt (Glasrohr 10 mm, Messingröhren 5 mm Wandstärke), daß ein Mitschwingen infolge der Anregung durch den

[12]) S. dazu den Verlauf der Frequenzkurve der wirksamen Schnelle $\bar{V}$ (Abb. 4 und 5); Def. v. $\bar{V}$ und von $\varphi\,(f)$ s. u.

Schalldruck des Gases im Rohre möglichst nicht in Frage kommt (s. dazu die Arbeit von HENRY [5]). Eine direkte Anregung von Rohrschwingungen durch den Schallsender wurde im Glasrohr dank den guten Gummiabfederungen vollständig vermieden; über den Körperschall im Messingrohr s. u.

Das Dichtschließen der Ventile an den Röhren wurde auf verschiedene Weisen geprüft, eine Vergrößerung der Dämpfung durch irgendwelche Eigenschaften der Ventile findet sicher nicht statt. Desgleichen stören bei Frequenzen unterhalb 4000 Hz noch nicht sog. Querresonanzen, das sind die nichtaxialen Eigenschwingungen der Gassäule im Rohre.

Die axialen Eigenfrequenzen genügen der Gleich. (4), die nichtaxialen hängen von r ab. Für $r = 4$ cm liegt nach RAYLEIGH [13]) die tiefste Querresonanz etwa bei 2500 Hz, die nächsthöheren folgen in unregelmäßigen Abständen von etwa 200 Hz aufeinander. Mit wachsender Frequenz wird die Lage der Eigenfrequenzen des Rohres immer dichter, und dieses entartet schließlich zu einer Nachhallkammer. Wegen dieses Umstandes ist der Frequenzbereich für die Absorptionsmessungen bei gegebener Rohrweite nach oben begrenzt. Die nichtaxialen Eigenfrequenzen wurden experimentell in der Nähe der berechneten festgestellt; die zu ihnen gehörenden Resonanzamplituden des Schalldruckes am Kondensatormikrophon waren klein gegen die der axialen Eigenschwingungen bei gleichem Lautsprecherstrom J.

Auch das Mitschwingen der Kondensatormikrophonmembran stört nicht merklich. Wenn man statt des starren Rohrabschlusses eine elastisch gebundene Wand von den Eigenschaften der Kondensatormikrophonmembran annimmt (kleine Masse, hohe Elastizität), so ergibt die mathematische Behandlung des Problems, daß sich das Mitschwingen der Wand in einer Verkleinerung der Resonanzamplituden $|p_{e_{res}}|$ und in einer Verzerrung der Resonanzkurven äußern müßte. Diese wurde nicht beobachtet. Der Schalldruck im Resonanzfall $|p_{e_{res}}|$ läßt sich ohne Phasendrehung durch den elektrostatischen Wechseldruck (s. IV) kompensieren, so daß dabei die Kondensatormikrophonmembran wirklich starr ist. (Der Abgleich war von Ausschlägen $A_{res} = 100$ auf $A = 1$ bis 2 Skalenteile möglich, was nur bei einwandfrei gearbeiteten Hilfselektroden zu erreichen ist; s. E. MEYER [7]). Die in diesem Falle gemessenen U_{res} stimmten mit den nach der in IV beschriebenen Methode gemessenen innerhalb der Fehlergrenzen überein; die Richtung der Abweichung, die max. 3% betrug, wechselte unregelmäßig. Danach ist also der Rohrabschluß am Ende des Kondensatormikrophons als praktisch starr anzusehen.

Die Linearität aller Schwingungen (s. dazu die Voraussetzung KIRCHHOFFS kleiner Amplituden in II) wurde durch Klirrfaktormessungen und auf andere Weise kontrolliert, insbesondere ergaben sich die Halbwertbreiten δ bei allen Frequenzen f_0 unabhängig von J im Bereich $1 \text{ mA} \leq J \leq 100 \text{ mA}$ ($J = 100$ mA waren die größten bei den Messungen benutzten Lautsprecherströme).

Die Fehlergrenzen aller gemessenen Größen wurden auf verschiedene Weise geprüft. Es ergab sich für die Kompensationsspannungen U_{res} ein maximaler Fehler von etwa $\pm 3\%$ für die hohen Frequenzen (bis 4000 Hz), für die tiefen ist der Fehler noch kleiner. Der Fehler der Siemens-Frequenzmeßbrücke und damit der der Resonanzfrequenzen f_0 ist kleiner als $\pm 1\%$. Der Fehler der Halbwertbreite δ, in den der Fehler der Drehkondensatoreichung eingeht, ist von der Größenordnung des Fehlers von U_{res}. (Die Reproduzierbarkeit der δ ist aus Tabelle 3 zu ersehen.)

Die ersten Messungen der Halbwertbreiten δ im Glasrohr in Luft ergaben bei Atmosphären- und bei Unterdruck für $n = 3$, $f_0 = 775$ Hz, Werte, die etwa 15% größer waren, als die KIRCHHOFFsche Theorie verlangt; mit wachsender Frequenz nahm oberhalb 2000 Hz die prozentuale Abweichung vom theoretischen Wert zu. Einige Messungen in Stickstoff zeigten einen entsprechenden Frequenzgang. Da N_2 keine molekulare Absorption zeigt, konnte diese nicht die Ursache für die Abweichung des Frequenzganges der δ von dem nach KIRCHHOFF theoretisch zu erwartenden ($\delta \sim |f_0$) sein. Auf Grund einer Meßreihe in Helium,

[13]) Lord RAYLEIGH, The Theory of Sound II. § 340.

dessen Schallgeschwindigkeit etwa dreimal so groß ist wie die der Luft, ließ sich die wahrscheinlichste Ursache ermitteln (s. u.).

Nach der Theorie sollen bei konstanter Dichte ϱ_0 bzw. konstantem Druck p_0 folgende Beziehungen bestehen:

$$(5') \qquad |p_{e_{res}}| = \text{const} \cdot \frac{V}{\delta} \quad \text{nach (5) u. (6a)},$$

$$(7) \qquad |p_{e_{res}}| = \text{const} \cdot U_{res},$$

wobei in beiden Fällen der konstante Faktor nicht von der Frequenz abhängt.

Gleich. (5') gilt auch noch bei Vergrößerung von δ infolge von Energieverlusten an den Rohrenden, sofern die Gesamtabsorption genügend klein bleibt.

Wie die Untersuchung der Schwingungsformen der Kolbenmembran gezeigt hat, schwingt diese bei höheren Frequenzen nicht kolbenförmig, doch kann man eine wirksame Schnelleamplitude V definieren, die derjenigen reinen Kolbenschwingung entspricht, die den gleichen Schalldruck im Rohr erzeugen würde wie die tatsächliche nicht kolbenförmige Membranschwingung. Es ist anzunehmen, daß der Frequenzgang von V außerhalb der Resonanzstellen der Kolbenmembran den drei Frequenzkurven in Abb. 4 nahekommt; diese zeigen im wesentlichen einen $\frac{1}{\omega}$ bzw. $1/f$ proportionalen Verlauf. Die Abweichung von diesem sei durch die Funktion $\varphi(f)$ gegeben, die durch die Gleichung definiert ist

$$(8) \qquad V = \text{const} \cdot \frac{\varphi(f)}{f}.$$

Aus den Gl. (5'), (7) und (8) erhält man die Beziehung

$$(9) \qquad \frac{U_{res} \cdot \delta \cdot f_0}{\varphi(f_0)} = C,$$

wo C eine Konstante der Apparatur und des Gases, in dem die Messungen durchgeführt werden, bei dem konstanten Druck p_0 ist; C ist also frequenzunabhängig. Die experimentelle Prüfung der Gl. (9) gibt ein Bild von der Genauigkeit der Methode, sie wurde in den oben genannten Gasen Luft, N_2 und He in je einer Meßreihe bei konstantem Druck p_0 durchgeführt (in Luft $p_0 = 150$ mm Hg, in Stickstoff $p_0 = 800$ mm Hg, im Helium $p_0 = 790$ mm Hg). Da die Funktion $\varphi(f)$ nicht bekannt ist, wurde C für eine Frequenz f_0 möglichst unterhalb 1000 Hz bestimmt, wo sicher $V \sim J/f$ (vgl. oben) und $\varphi(f) = 1$ ist. Mit diesem Wert von C wird $\varphi(f_0)$ für die Frequenzen f_0 oberhalb 1000 Hz aus Gl. (9) mit Hilfe der völlig unabhängig voneinander bestimmten Werte von δ, f_0 und U_{res} berechnet. Tabelle 1 zeigt die in der angegebenen Weise berechneten Werte von $\varphi(f_0)$ im He.

Die Werte von δ und f_0 sind Mittelwerte aus mehreren Einzelmessungen. Die U_{res} einer Meßreihe wurden stets nacheinander an einem Tage gemessen und die Reproduzierbarkeit der ersten Messung am Ende der Reihe kontrolliert, weil die Konstante in (7) sich aus verschiedenen Gründen im Laufe der Zeit etwas ändern kann. Das Helium war in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gereinigt worden. Die Verunreinigung durch Luft beim Umfüllen kann aus der Abweichung der Schallgeschwindigkeit im Gasgemisch Helium-Luft von der im reinen Helium abgeschätzt werden, sie ist kleiner als 1 Mol%; die Schallgeschwindigkeit im Gasgemisch erhält man aus Gl. (4) mit $\frac{f_0}{n} = 747$ Hz und der bekannten Rohrlänge l.

Tabelle 1

Meßreihe im Helium

n	f_0 [Hz]	δ [Hz]	U_{res} [Volt]	$\frac{f_0}{n}$ [Hz]	$\varphi(f_0)$
1	748	8,78	31,0	748	1
2	1486	12,4	10,8	743	0,98
3	2250	15,5	6,18	750	1,06
4	2986	17,9	4,48	747	1,17
5	3750	20,7	3,66	750	1,39

$p_0 = 790$ mm Hg, Temp. 20° C

Mittelwert $\frac{f_0}{n} = 747$ Hz $\pm 0{,}5\%$.

In derselben Weise wie aus der Meßreihe im He wurden aus den Meßreihen im Glasrohr in Luft und N_2 Werte $\varphi(f_0)$ ermittelt. Das Ergebnis ist in Abb. 5 graphisch dargestellt. Durch die Meßpunkte läßt sich eine glatt verlaufende Kurve legen, durch die die Frequenzabhängigkeit der wirksamen Schnelleamplitude V gemäß Gl. (8) bestimmt ist[14]). Die Streuung der Meßpunkte um diese Kurve beträgt max. $\pm 5\%$. In die Berechnung von $\varphi(f_0)$ gehen

[14]) Die Frequenzkurve von V ist in Abb. 4 aufgetragen zum Vergleich mit den Frequenzkurven für die drei Membranstellen.

die Fehler von δ, f_0 und U_{res} ein, die sich addieren. Danach ist anzunehmen, daß die Beträge der Fehler von δ und U_{res} kleiner als 5% sind. Dieser Befund bestätigt die früheren Abschätzungen der Genauigkeit der

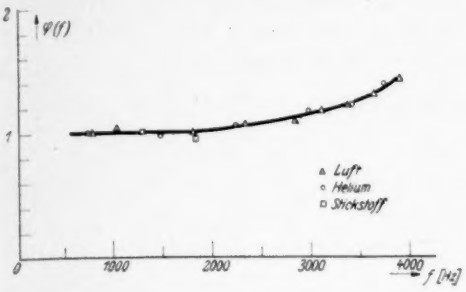


Abb. 5. Abweichung der wirksamen Schnelle V der Kolbenmembran vom Verlauf $V \sim \frac{1}{f}$

einzelnen Größen. Das Ergebnis der Untersuchungen in bezug auf die Konstante C zeigt, daß die Beziehungen (5′) und (7) erfüllt sind.

Die gemessenen Halbwertbreiten $\delta_{\text{beob.}}$ wurden verglichen mit den gemäß der KIRCHHOFFschen Theorie aus

$$\delta = \frac{1}{r\sqrt{\pi}} \sqrt{f_0} \sqrt{\frac{\eta}{\varrho_0}} \quad \text{(s. Gl. (1) u. Gl. (6a))}$$

der

$$\delta = c \sqrt{\frac{f_0}{p_0}} \tag{1'}$$

berechneten.

Der Faktor c wurde für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Gase für 20° C mit Hilfe der Werte der Tabelle 2 berechnet; c ändert sich nur wenig bei kleinen Temperaturänderungen.

Tabelle 2

Gas	Gasdichte $\times 10^3$ bei 0° C und 760 mm Hg	$\eta \cdot 10^4$ bei 20° C	K	$\varkappa$	$c \left[\left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}\right]$
Luft	1,293	1,82	1,9	1,40	2,22
N_2	1,251	1,74	1,9	1,40	2,20
O_2	1,429	2,05	1,9	1,40	2,24
He	0,1785	1,97	2,4	1,66	7,58

(In bezug auf den Wert $K = 2{,}4$ für He s. EUCKEN[6]).)

Die Abweichungen der $\delta_{\text{beob.}}$ von den berechneten Werten $\delta_{\text{ber.}}$ in Prozenten wurde in Abb. 6 als Funktion von n, also als Funktion der Wellenlänge λ_0 dargestellt $\left(\lambda_0 = \frac{2l}{n}\right)$.

Der Verlauf der Kurven läßt sich zwanglos deuten, wenn man annimmt, daß die Beziehung (1′) erfüllt ist, was die Frequenz- und die Druckabhängigkeit der δ angeht, daß aber der Faktor c um etwa 15—20% größer ist als der nach KIRCHHOFF berechnete, und daß bei kurzen Wellenlängen ($n > 3$) eine zusätzliche Schallschluckung durch nicht durchgehende Poren an den Rohrenden (etwa am Gewinde der Hilfselektrode des Kondensatormikrophons) und damit eine Vergrößerung der δ auftritt. Diese Deutung wird durch den späteren Befund im Messingrohr (s. Abschn. VI) gestützt.

Solange die Wellenlänge groß gegen die Tiefe der Poren ist, findet durch diese keine merkliche Schallschluckung statt (vgl. das Verhalten poröser Materialien endlicher Schichtdicke vor einer starren Wand[15])); dementsprechend verläuft die He-Kurve bis $n = 3$ horizontal. Es ist zu bemerken, daß durchgehende Löcher eine stärkere Dämpfung der tiefen Frequenzen bewirken würden. Die molekulare Absorption kann in der Meßreihe in Luft bei Unterdruck vernachlässigt werden (s. weiter u.).

Aus dem glatten Verlauf der δ-Kurven (s. Abb. 6) folgt, daß die Querresonanzen im Rohre und die nicht kolbenförmigen Ober-

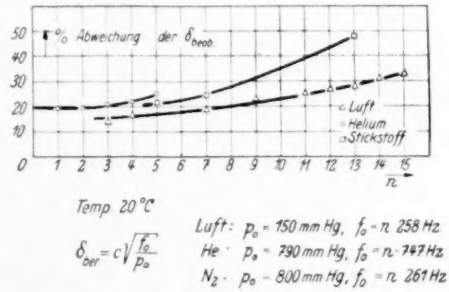


Abb. 6. Prozentuale Abweichung der $\delta_{\text{beob.}}$ von den $\delta_{\text{ber.}}$

schwingungen der Kolbenmembran die Genauigkeit der δ-Messungen tatsächlich nicht beeinträchtigen.

Nach dem Ergebnis der Messungen im Glasrohr konnte auf die Hilfselektrode am Konden-

[15]) L. CREMER, Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 333.

satormikrophon verzichtet werden. Dieses erhielt eine neue Fassung derart, daß Membran und Vorderseite der Fassung sehr nahe in einer Ebene lagen; die Rohrlänge l wird dadurch noch schärfer definiert. Es wurden im folgenden Absorptionsmessungen in glatten Messingröhren vom Radius $r = 4$ cm durchgeführt, in denen eine einwandfreie Abdichtung der Rohrenden leichter zu erreichen ist. Dabei wurde auf eine gute Körperschallisolation zugunsten einer guten Abdichtung verzichtet.

Das Kondensatormikrophongehäuse wurde fest in das Rohr eingeschraubt, das Gewinde wurde mit zähem Vakuumgummifett gedichtet. Zwischen Messingrohr und Schallsender wurde nur ein 2 mm starker Gummiring verwandt, und das Rohr wurde fest gegen die Fassung der Kolbenmembran geschraubt.

Zur Klärung der Frage, welche Vergrößerung der Gesamtabsorption im Rohre nach Entfernung der Hilfselektrode und nach sorgfältiger Abdichtung der Rohrenden infolge von Energieverlusten an diesen noch auftreten können, wurden Vergleichsmessungen in gewöhnlicher Zimmerluft in 2 Messingröhren vom Radius $r = 4$ cm mit den Längen $l_1 = 40$ cm und $l_2 = 60$ cm durchgeführt bei den zu $\frac{\lambda_0}{2} = 20\,\text{cm}, 10\,\text{cm}$ und 5 cm gehörenden n_1 und n_2 $\left(\frac{l_1}{n_1} = \frac{l_2}{n_2} = \frac{\lambda_0}{2}\right.$; im 40 cm Rohr $n_1 = 2,4$ und $\left.8\right)$.

Es könnten beispielsweise neben den Verlusten infolge der Porendämpfung auch Energieverluste infolge von Wärmeleitung an den Rohrenden stattfinden. An den Enden treten im Resonanzfall Temperaturschwankungsbäuche auf, während die Temperatur der Metallmembran als konstant anzusehen ist (vgl. die KIRCHHOFFschen Randbedingungen in II und [5]). Das Temperaturgefälle vom Temperaturbauch zur Membran muß an dieser in einer dünnen Gasschicht stattfinden, die die Rolle des Wärmeisolators gegen die Membran übernimmt.

Es sei δ_0 die Halbwertbreite bei fehlenden Rohrendenverlusten; wenn solche auftreten, müßten die δ in den beiden Röhren vergrößert werden gemäß der Beziehung $\delta = \left(1 + \frac{q}{n}\right) \delta_0$, wobei die Konstante q von der Größe der Endenverluste abhängt. Wenn diese in beiden Röhren bei gleichen Resonanzamplituden $|p_{e_{res}}|$ gleich groß sind (gleiches q für beide Röhren), muß danach δ_1 im kürzeren Rohr größer sein als δ_2 im längeren, und wenn man

$$\delta_1 = \delta_2 (1 + \varepsilon)$$

setzt, muß gelten

$$\delta_0 = \delta_2 \left(1 + \frac{n_1}{n_2 - n_1} \varepsilon\right).$$

Bei allen unmittelbar nacheinander durchgeführten Vergleichsmessungen bei gleichem $\frac{\lambda_0}{2}$ stimmten die δ_1 und δ_2 innerhalb der Fehlergrenzen überein, die Mittelwerte der δ über zahlreiche Messungen für jedes Rohr stimmten genau überein bei den Frequenzen $f_0 = 855$ Hz, 1710 Hz und 3440 Hz. Man darf deshalb schließen, daß Rohrendenverluste in dem bei den späteren Messungen (s. u.) verwandten Messingrohr von 40 cm Länge die Ergebnisse nicht wesentlich fälschen können.

Der kleine Anstieg von δ bzw. c bei $n = 7,8, \ldots$ im N_2 (s. Tab. 3) kann trotzdem evtl. auf beginnende Rohrendenverluste zurückzuführen sein, denn eine Vergrößerung von δ_1 gegenüber δ_2 um nur 1% würde einer Vergrößerung von δ_1 gegenüber δ_0 von 3% entsprechen. Daß die molekulare Absorption der Luft bei den Vergleichsmessungen keine wesentliche Rolle spielen konnte, wurde aus der guten Reproduzierbarkeit der δ an verschiedenen Tagen geschlossen (Änderung der relativen Luftfeuchtigkeit und damit Änderung der molekularen Absorption). Tatsächlich ist nach der Arbeitshypothese Gl. (3) und den Ergebnissen KNESERS und KNUDSENS im Frequenzbereich 700—4000 Hz bei normalen relativen Luftfeuchtigkeiten ($> 50\%$) der molekulare Anteil der Schallabsorption im Rohr in Luft klein gegen den klassischen (s. dazu VI).

Zur Prüfung der möglichen Störungen der δ-Messungen infolge der direkten Anregung von Rohrschwingungen durch den Schallsender wurden im Vakuum, wo der Schalldruck der Gasschwingungen am Kondensatormikrophon fortfällt, die durch Körperschall erregten Schwingungen der Kondensatormikrophonmembran untersucht. Es zeigte sich, daß zwei scharfe Resonanzen bei 1725 Hz und in der Gegend von 3500 Hz auftreten, die im wesentlichen longitudinalen Eigenschwingungen des Rohres entsprechen (schwächere Körperschallresonanzen in der Nachbarschaft der zweiten Resonanzstelle).

Abb. 7 zeigt einige Beispiele quadratisch aufgetragener Resonanzkurven. Es wurden nur

unverzerrte Kurven ausgewertet. Die Verzerrung in zwei Beispielen der Abb. 7 ist auf Körperschallstörungen zurückzuführen. Bei Atmosphärendruck waren diese im allgemeinen vernachlässigbar klein und die Resonanzkurven unverzerrt (die einzige Ausnahme bildet das Beispiel in Luft, Abb. 7, bei dem eine Körper-

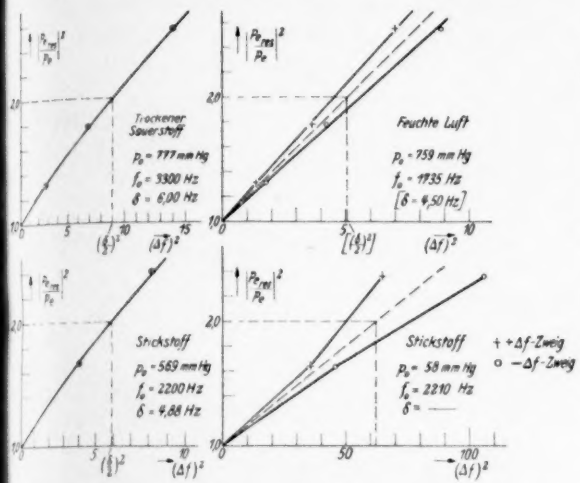


Abb. 7. Beispiele quadratisch aufgetragener Resonanzkurven

schallresonanz mit der Eigenschwingung der Luftsäule zusammenfiel); der glatte Verlauf der δ als Funktion von n bzw. f war nur wenig gestört (s. z. B. die kleinen Schwankungen der c in Tabelle 3). Jedoch machten sich die Störungen durch Körperschall bei Unterdruck wegen der kleiner werdenden Schalldruckamplituden $|p_{e_{res}}|$ stärker bemerkbar (s. die beiden Beispiele des Stickstoffs in Abb. 7). Der Druckbereich der δ-Messungen ist wegen dieser Störungen nach unten begrenzt (vgl. Tabelle 3).

VI. Meßergebnisse

Nachdem durch die Vorversuche die Zuverlässigkeit der Methode gesichert war, wurden im Messingrohr von 40 cm Länge in der Vakuumapparatur mehrere Meßreihen in Luft, Stickstoff und Sauerstoff durchgeführt, in Luft und O_2 (Linde-Sauerstoff, Verunreinigung $< 1\%$) bei verschiedenen Feuchtigkeitsgehalten, in N_2 (Osram-Stickstoff, sehr rein) und O_2 auch bei Unterdruck.

In bezug auf die Regulierung des Wasserdampfgehaltes in der Apparatur ist zu sagen, daß diese getrocknet wurde durch Evakuieren und Ausfrieren des Wasserdampfes mit flüssiger Luft. Bei den Messungen in trockenen Gasen wurden diese langsam über eine Kühlfalle mit flüssiger Luft in die Apparatur geleitet. Besondere Sorgfalt wurde auf die Befreiung der Apparatur von H_2O-Dampf vor der Messung in trockenem O_2 verwandt (s. u.). Da nach einmaligem Evakuieren und Ausfrieren nach einiger Zeit immer noch etwas Wasserdampf frei wird, wurde der Vorgang des Trocknens an mehreren Tagen wiederholt, und dann erst wurde der Sauerstoff langsam über eine Kühlfalle eingefüllt. Vor der Messung in feuchtem O_2 (Abb. 8) wurde die von der Messung in trockenem O_2 her noch sehr trockene Apparatur evakuiert und die Dichtheit geprüft. Dann wurde ein Glaskolben mit Wasser angeschlossen und evakuiert (die Diffusionspumpe war durch eine Kühlfalle gegen den Wasserdampf geschützt), und aus dem Kolben strömte nach Öffnung des Hahnes vor dem Rezipienten mit dem Kundtschen Rohr Wasserdampf in dieses Rohrsystem. Der Wasserdampfdruck wurde nach Abschluß der Apparatur erst nach einigen Tagen stabil, er wurde auf 3 mm Hg eingeregelt (gemessen am U-Manometer, daher weite Fehlergrenzen von etwa $\pm 0{,}5$ mm Hg). Dann wurde sehr langsam trockener Linde-Sauerstoff eingefüllt; der Druck wurde auf den der vorhergehenden Meßreihe in trockenem O_2 (776 mm Hg) eingestellt, so daß die Wasserdampfkonzentration $h \approx 4 \cdot 10^{-3}$ war. Diese Füllung wurde nach Durchführung der Meßreihe auf $p_0 = 400$ mm Hg abgepumpt (s. Abb. 9). Die Konzentration h dürfte sich danach infolge von Wasserdampfabgabe der Apparaturteile (Einstellung eines neuen Gleichgewichts nach Erniedrigung des Partialdruckes des Wasserdampfes) etwas erhöht haben. Als bekannt ist danach der Wasserdampfgehalt nur für die Meßreihen in Abb. 8 anzusehen. (Die Angabe $h \approx 4 \cdot 10^{-3}$ in Abb. 9 gilt nur für die Meßreihe bei 776 mm Hg, die mit einer der Reihen in Abb. 8 identisch ist). Alle Meßreihen wurden erst nach dem Stabilwerden des Feuchtigkeitsgehaltes durchgeführt, das an Hand der Reproduzierbarkeit der δ zu kontrollieren ist.

Der Auswertung der Meßreihen wird die Arbeitshypothese (Gl. 3) zugrunde gelegt. Für die Halbwertbreiten δ erhält man nach dieser

$$(3') \qquad \delta = \delta_1 + \delta_2 ;$$

$$(3'a) \qquad \delta_1 = c \sqrt{\frac{f_0}{p_0}}, \quad [\text{vgl. Gl. } (1')] ;$$

$$(3'b) \qquad \delta_2 = \frac{\mu_{max}}{\pi} \frac{f_{max}}{1 + \frac{f^2_{max}}{f_0^2}} \text{ nach Gl. (3b) u. (6b).}$$

Nach den Ergebnissen der Messungen im Glasrohr wird c etwas größer erwartet als der gemäß der KIRCHHOFFschen Theorie berechnete Wert (Tabelle 2).

Tabelle 3
Meßergebnisse im Stickstoff

n	Druck p_0 [mm Hg]	Temp. [°C]	f_0 [Hz]	$\frac{f_0}{n}$ [Hz]	$\delta_{\text{beob.}}$ [Hz]	$c_{\text{beob.}}$ $\left[\left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}\right]$
2	568	21	880	440	3,08	2,48
	309	22	880		4,24	2,51
	311	23	880		4,26	2,52
	155	21,5	880		5,80	2,43
	58	23	880		9,83	2,52
3	568	21	1320	440	3,86	2,53
	569	22	1320		3,84	2,52
4	569	22	1755	439	4,55	2,59[1]
	310,5	23,5	1755		6,12	2,58
5	568,5	21,5	2200	441	4,88	2,48
	569	21,5	2200		4,88	2,48
	310,5	24	2215		6,58	2,47
	311	23	2210		6,73	2,52
	155	21,5	2200		9,30	2,47
6	569	22	2645	441	5,46	2,53
	310,5	22	2645		7,25	2,48
7	569	22	3080	440	5,98	2,57
8	568,5	21,5	3520	440	6,20	2,49
	569	22	3520		6,38	2,57
	312	23,5	3530		8,73	2,59
	310,5	21,5	3525		8,75	2,60

[1]) Nähe einer Körperschallresonanz.

$$\delta = c\sqrt{\frac{f_0}{p_0}},$$

nach KIRCHHOFF berechnet $c_{\text{ber.}} = 2{,}20\left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}$,

gemess. Mittelwert $c_{\text{beob.}} = 2{,}52\left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}$,

$c_{\text{beob.}} = c_{\text{ber.}} + 14\%$.

Tabelle 3 zeigt das Ergebnis der Messungen in Stickstoff bei verschiedenen Drucken. N_2 zeigt keine molekulare Absorption und ist deshalb zur Prüfung der KIRCHHOFFschen Theorie besonders geeignet. Die Tabelle vermittelt einen Eindruck von der Reproduzierbarkeit der einzelnen Größen, die hier nicht durch eventuelle kleine Feuchtigkeitsschwankungen gestört werden kann; die Messungen bei gleichem Druck p_0 und gleichem n wurden immer an verschiedenen Tagen vorgenommen. Die gemäß Gl. (1') bestimmten $c_{\text{beob.}}$ kommen tatsächlich bei allen Drucken und Frequenzen gleich groß heraus. (Über die Ursache der kleinen Streuung der $c_{\text{beob.}}$ bei verschiedenen n und über die eventuelle Ursache des kleinen Anstiegs von $c_{\text{beob.}}$ bei $n = 7$ und 8 s. V.) Die Frequenzabhängigkeit und die Druckabhängigkeit von δ_1 sind also im Einklang mit der KIRCHHOFFschen Theorie. Der gemessene Mittelwert $c_{\text{beob.}}$ ist 14% größer als der nach KIRCHHOFF berechnete (vgl. Tabelle 2). Dieser Befund stimmt mit dem im Glasrohr überein.

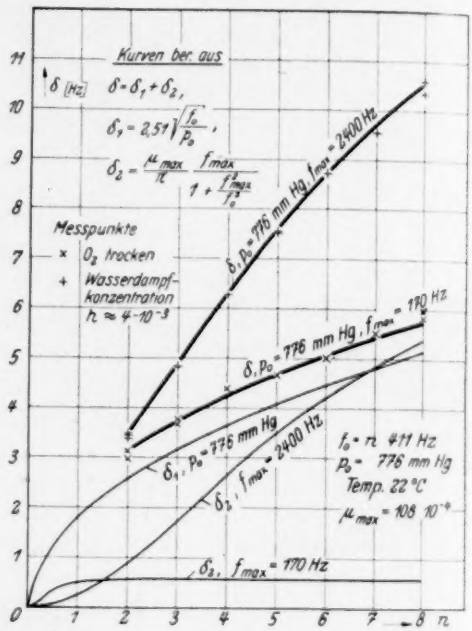


Abb. 8. Halbwertbreiten δ in Sauerstoff verschiedenen Feuchtigkeitsgehaltes bei Atmosphärendruck

In Abb. 8 sind die Ergebnisse der Meßreihen in Sauerstoff bei Atmosphärendruck graphisch dargestellt. Der in den Abb. 8 und 9 angegebene Wert μ_{max} ist gemäß Gl. (2a) berechnet worden mit Hilfe der aus der PLANCK-EINSTEINschen Formel mit der charakteristischen Temperatur $\Theta = 2226$ Grad berechneten Werte für die

Schwingungswärme C_i[16]). Die auf diese Weise gewonnenen μ_{max} werden von KNESER und KNUDSEN experimentell ausgezeichnet bestätigt[3]).

Nach KNESER und KNUDSEN[3]) ist für reinsten Sauerstoff die Einstelldauer der Schwingungsenergie $\tau \approx 10^{-3}$ sec, demgemäß $f_{max} \approx 150$ Hz (s. II), für eine Wasserdampfkonzentration $h = 4 \cdot 10^{-3}$ ist $f_{max} \approx 2200$ Hz. Damit sind alle Daten zur Berechnung von δ an Hand der Arbeitshypothese (3') bekannt, wenn man noch berücksichtigt, daß c etwa 15% größer als der theoretische Wert (Tab. 2) zu setzen ist. Die Meßreihen im Sauerstoff wurden so ausgewertet, daß die beiden Parameter c und f_{max} bestimmt wurden, mit denen die gemäß der Arbeitshypothese berechneten Kurven δ die Meßpunkte am besten annähern; c ist dabei innerhalb enger Grenzen von $\pm 2\%$ bestimmbar. Es ergab sich für c der Wert $c_{beob.} = 2{,}51 \left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}$ (s. Abb. 8), die prozentuale Abweichung vom theoretischen Wert $c_{ber.}$ (Tab. 2) ist nahe die gleiche wie die für N_2 gefundene; die für f_{max} gefundenen Werte $f_{max} = 170$ Hz bzw. 2400 Hz stimmen befriedigend mit den nach KNESER und KNUDSEN zu erwartenden überein.

In einigen Kontrollmessungen zur Prüfung der Trockenheit des Linde-Sauerstoffs wurde die Frequenz $f_{max} \approx 100$ Hz erreicht, die einer Einstelldauer $\tau > 10^{-3}$ sec entspricht.

Die Ergebnisse der Auswertung der Meßreihen in Sauerstoff sind also, was die molekulare Absorption angeht, im Einklang mit den Resultaten KNESERS und KNUDSENS.

Die Auswertung der Meßreihe in feuchtem Sauerstoff bei Unterdruck ($p_0 = 400$ mm Hg) (Abb. 9) war in der oben angegebenen Weise mit $f_{max} = 3000$ Hz möglich. Diese erste Messung der molekularen Absorption bei Unterdruck läßt schon erkennen, daß tatsächlich μ_{max} vom Druck unabhängig ist (s. II). Weitere Messungen müssen diesen Befund sichern.

[16]) E. JUSTI, Forsch. a. d. Gebiet Ing.-Wes. 5 (1934), S. 134.

Bei den Messungen in Luft verschiedener relativer Feuchtigkeit wurde diese nicht gemessen; es soll deshalb auf die Wiedergabe der Meßreihen verzichtet werden. Auch diese ließen sich an Hand der Arbeitshypothese Gl. (3') auswerten. Für die Konstante $c_{beob.}$ kam auch für Luft die Abweichung von etwa $+15\%$ vom theoretischen Wert $c_{ber.}$ heraus. Der molekulare Anteil δ_2 ergab sich bei allen

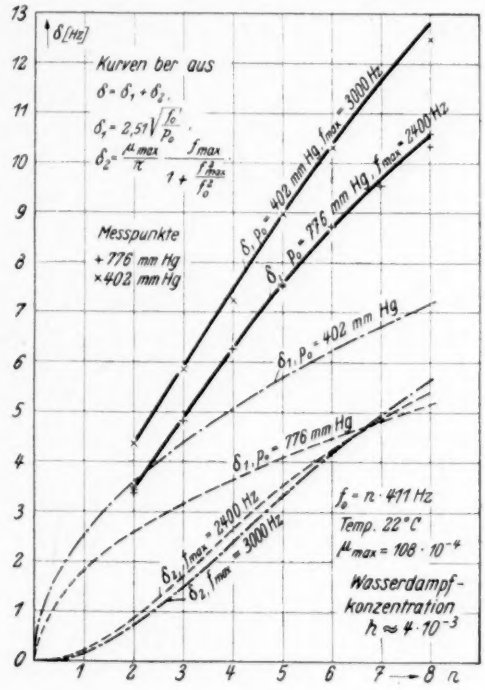


Abb. 9. Halbwertbreiten δ in feuchtem Sauerstoff, bei verschiedenen Drucken p_0

Messungen als klein gegenüber dem klassischen Anteil δ_1. Das kommt in erster Linie daher, daß die Schwingungswärme C_i und damit μ_{max} in Luft etwa fünfmal so klein wie die entsprechenden Größen des Sauerstoffs sind. In den experimentellen Arbeiten[2]), in denen die Schallabsorption bei Frequenzen unterhalb etwa 1000 Hz in engen Röhren ($r < 4$ cm) in Luft normaler relativer Feuchtigkeit ($> 50\%$) gemessen wurde, durfte nach dem Befund der vorliegenden Arbeit der molekulare Anteil der Absorption gegenüber dem klassischen vernachlässigt werden. Daß die Berechtigung dazu nicht selbstverständlich war, dürften die Messungen am Sauerstoff gezeigt haben.

Zusammenfassend erhält man aus allen Messungen dieser Arbeit das Ergebnis, daß der Faktor $c_{beob.}$ aus Gl. (3') im Glasrohr wie im glatten Messingrohr vom Radius $r = 4$ cm für alle untersuchten Gase (Luft, O_2, N_2, He) etwa 15% größer ist als der nach KIRCHHOFF berechnete Faktor $c_{ber.}$. Eine Vergrößerung der beobachteten Absorptionskoeffizienten gegenüber den berechneten wurde in allen bisherigen Arbeiten [2]) festgestellt. Die von WAETZMANN und KEIBS [2]) in einem engen Rohr vom Radius $r = 3$ mm im Frequenzbereich 400—1400 Hz gemessenen Konstanten β sind ebenfalls etwa 15% größer als die nach KIRCHHOFF mit $r = 3$ mm und $K = 1{,}9$ nach Gl. (1) berechneten (s. dazu II) [17]). Die Abweichung kommt also in Röhren sehr verschiedenen Durchmessers gleich groß heraus. Desgleichen stimmt sie im Glasrohr und in den Messingröhren (vorliegende Arbeit) überein, so daß die Annahme naheliegt, daß nicht die Beschaffenheit des Wandmaterials (Verschiedenheit der Wärmeleitfähigkeit, der Wärmekapazität, Glätte usw.) für die Vergrößerung des Proportionalitätsfaktors c verantwortlich ist (s. dazu die KIRCHHOFFschen Randbedingungen der Temperaturkonstanz und des Haftens des Gases an der Wand (s. II) und die Ausführungen HENRYS [5])). Auf die möglichen Ursachen für diese Vergrößerung soll hier nicht eingegangen werden. Wie die Vorversuche gezeigt haben, kommen als Ursache nicht in Frage Nichtlinearitäten, Energieverluste an den Rohrenden, das Mitschwingen der Kondensatormikrophonmembran oder der Rohrwände und Querresonanzen.

Die Ergebnisse der Arbeit in bezug auf die molekulare Absorption bestätigen im Hörbereich die theoretischen und experimentellen Resultate KNESERS und KNUDSENS mit einer neuen Methode, die von der von diesen Autoren benutzten grundverschieden ist. In den KNUDSENschen Nachhallkammern [3]) überwiegt die molekulare Absorption die klassische weit bei der Ausbreitung der ebenen Schallwelle im Freien. Die neue Methode ist geeignet für die Untersuchung der Abhängigkeit der Maximumsfrequenz f_{max} und damit der Einstelldauer τ der Schwingungsenergie von der Fremdgaskonzentration h bei verschiedenen Drucken des Gemisches O_2-Fremdgas und kann damit der Erforschung der Stoßvorgänge zwischen den Molekülen der Gase dienen (vgl. dazu die Arbeiten [3])).

Zusammenfassung.

Die Schallabsorption von Gasen im KUNDTschen Rohr wird aus der Dämpfung der Eigenschwingungen der Gassäule bestimmt; die Halbwertbreite der Resonanzkurven des Schalldruckes am Rohrende wird gemessen. Die Genauigkeit der Methode gestattet die Trennung des molekularen Anteils der Schallabsorption von dem auf innerer Reibung und Wärmeleitung beruhenden klassischen. Die Frequenzabhängigkeit (Frequenzbereich 700—4000 Hz) und die Druckabhängigkeit (Druckbereich etwa 50 bis 800 mm Hg) des zweiten Anteils sind in Übereinstimmung mit der KIRCHHOFFschen Theorie; der Proportionalitätsfaktor ist etwa 15% größer, als die Theorie verlangt. Der molekulare Anteil steht im Einklang mit den von KNESER und KNUDSEN gefundenen Ergebnissen. Messungen wurden durchgeführt an Luft und Sauerstoff verschiedenen Feuchtigkeitsgehaltes, an Stickstoff und Helium.

Für die Anregung der Arbeit und für stetes Interesse während ihres Fortganges möchte ich Herrn Prof. Dr. E. MEYER danken; weiter habe ich zu danken der Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens für die Gewährung eines Stipendiums.

(Eingegangen am 24. Oktober 1936)

[17]) Bei WAETZMANN u. KEIBS, Ann. Physik 22 (1935), S. 255, wird $\beta_{theoret.}$ mit $K = 2{,}5$ berechnet; s. L. KEIBS, Ann. Physik 26 (1936), S. 593.

Der spektrale Aufbau der langen und der kurzen Vokale

Von Oskar Vierling und Fritz Sennheiser

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

Mit 17 Abbildungen

Seit der Anwendung der objektiven Schallaufzeichnung mittels Mikrophon und Oszillograph sind wertvolle Ergebnisse über die Natur der Sprachlaute erzielt worden. Während man sich bei den ersten Untersuchungen[1]) auf die Verhältnisse im eingeschwungenen Zustand beschränkte, wurden die neu entstandenen Mittel der Elektroakustik bald auch dazu benutzt, die Vorgänge beim Einsetzen der Laute zu erforschen. Die Aufzeichnungen wurden dabei graphisch analysiert. FLETCHER und BACKHAUS[2]) untersuchten nicht nur einzelne Vokale, sondern auch Silben. Es handelte sich dabei um lange Vokale, wie überhaupt alle Untersuchungen über das Teiltonspektrum von Vokalen, über die Lage von Formanten, wie in der Arbeit von THIENHAUS[3]), an gesungenen Vokalen durchgeführt worden sind. Dabei wurden die von STUMPF[4]) stammenden Ergebnisse bestätigt und festgestellt, daß jeder Vokal durch ein bestimmtes, allgemein gültiges Teiltonspektrum gekennzeichnet ist. In der Arbeit von GEMELLI und PASTORI[1]) wird die einfache oszillographische Aufzeichnung benutzt, um ganze Wörter und Sätze aufzunehmen. Alle diese graphischen Verfahren haben den Nachteil, daß die Auswertung umständlich ist und nur einen verhältnismäßig schmalen Frequenzbereich umfaßt.

Neue Möglichkeiten ergaben sich dadurch, daß mit Hilfe eines einstellbaren Filters die Vorgänge in den einzelnen Teilausschnitten des gesamten Frequenzbereiches untersucht wurden. Solche Untersuchungen wurden von WAGNER[2]) und später von TRENDELENBURG[3]) mit Oktavsieben ausgeführt. Um die Vorgänge in den einzelnen Frequenzgebieten aufzuzeichnen, wurde dabei jeweils der entsprechende Vokal oder die Silbe neu gesprochen. Eine Verbesserung dieser Methode wurde von VIERLING[4]) dadurch eingeführt, daß die Aufnahmen in den einzelnen Siebbereichen mit der entsprechenden Anzahl von Filtern und einem Mehrschleifenoszillographen gleichzeitig vorgenommen wurden. Für die Wahl der Siebbereiche war das Oktavverhältnis zugrunde gelegt worden, allerdings mit Rücksicht auf die Lage der For-

[1]) F. TRENDELENBURG, Objektive Klangaufzeichnung mittels des Kondensatormikrophons. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 3/2 (1924), S. 43. — Objektive Klangaufzeichnung mittels des Kondensatormikrophons. Zweiter Teil: Zur Physik der Konsonanten. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 4/1 (1925), S. 1.

[2]) H. BACKHAUS, Über die Bedeutung der Ausgleichsvorgänge in der Akustik. Z. techn. Physik 13 (1932), S. 31. H. FLETCHER, Speach and Hearing. London 1929.

[3]) E. THIENHAUS, Neuere Versuche zur Klangfarbe und Lautstärke von Vokalen. Z. techn. Physik 15 (1934), S. 637.

[4]) C. STUMPF, Die Sprachlaute. Verlag von Julius Springer, Berlin 1926.

[1]) A. GEMELLI und G. PASTORI, Elektrische Analyse der Sprache. II. Untersuchungen über die Gestaltung der Wörter und Phrasen. Psychol. Forschg. 18 (1933), S. 191.

[2]) K. W. WAGNER, Ein neues elektrisches Sprechgerät zur Nachbildung der menschlichen Vokale. S.-B. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. (1933), S. 1; (1936).

[3]) F. TRENDELENBURG, On the Physics of Speech Sounds. J. Acous. Soc. Am. 7 (1935), S. 142. — F. TRENDELENBURG und E. FRANZ, Untersuchungen an schnell veränderlichen Schallvorgängen. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 513.

[4]) O. VIERLING, Wesentliche Eigenschaften von Musikklängen. Z. techn. Physik 16 (1935), S. 528.

manten etwas abgeändert und weiter unterteilt. Bei sechs verfügbaren Bereichen war die oberste Frequenzgrenze 5000 Hz. Das gleiche Verfahren wurde auch von TRENDELENBURG[1]) zur Untersuchung von Sprachlauten angewendet mit einer oberen Frequenzgrenze von 6400 Hz.

Da es bekannt war, daß sich der Sprachfrequenzbereich bis zu erheblich höheren Frequenzen ausdehnt und über die Vorgänge in diesen höheren Frequenzbereichen noch keine Untersuchungen vorliegen, wurde eine neue Einrichtung hergestellt mit einem großen Frequenzumfang und einigen anderen Verbesserungen. Über diese Einrichtung und die Ergebnisse einer damit ausgeführten Untersuchung soll im folgenden berichtet werden.

1. Meßapparatur

Das Prinzipschaltbild der neuen Einrichtung mit der Einteilung des Frequenzbereiches ist in Abb. 1 gezeigt. Der unterste Bereich reicht bis 350 Hz, weil daran anschließend die Oktavbereiche mit ihren Grenzen günstig zu den hauptsächlichsten Formanten liegen. Bei der naheliegenden Wahl der Grenzen von 100, 200,

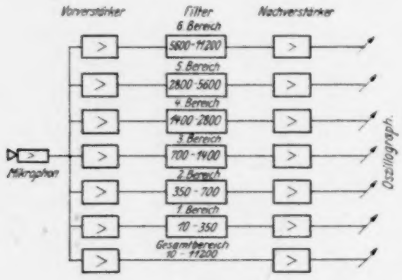


Abb. 1. Prinzipschaltung der Meßeinrichtung

400 Hz usw. würden Formantbereiche durch die Siebgrenzen zerschnitten werden.

Der wichtigste Bestandteil der Meßeinrichtung sind die Siebe, die mit ihren Eigenschaften die Frequenzkurve bestimmen. Es wurden hierzu Brückenfilter[2]) verwendet; diese haben gegenüber den einfachen Siebketten den großen Vorzug einer gleichmäßigen Dämpfung im Durchlaßbereich, selbst bei geringen Abweichungen der Spulen vom Sollwert. Bei ihnen kommt es

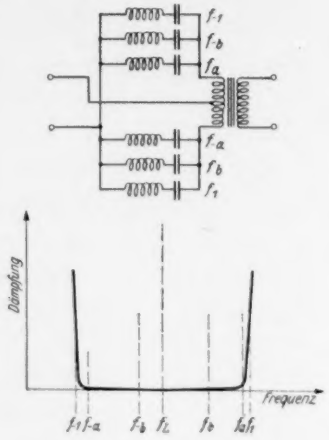


Abb. 2. Schaltung der Brückenfilter

hauptsächlich auf die genaue Einhaltung der Resonanzfrequenzen und der Dämpfungen an.

Die Berechnung der Filter wurde nach den Angaben von GLOWATZKI[1]) vorgenommen. Für alle fünf Bandpässe wurde die gleiche Schaltung mit sechs Resonanzkreisen benutzt, Abb. 2. In dieser Abbildung ist außerdem die Durchlaßkurve und die Lage der sechs Resonanzfrequenzen eingetragen. Gewählt wurden Filter der Klasse 5 mit einer Dämpfung von 4,5 Neper im Sperrbereich und dafür die zugehörigen Werte aus den Tabellen von GLOWATZKI entnommen. Aus diesen Werten konnte dann die Lage der Resonanzfrequenzen, die Größe der Induktivitäten und Kapazitäten berechnet werden. In der folgenden Tabelle 1 sind als Beispiel für das Filter Nr. 5 für den Bereich 2800 bis 5600 Hz die berechneten Werte der Kondensatoren und Spulen angegeben. Die ausgeführten Werte zeigen Abweichungen bis 2% vom Sollwert. Um die Schwankungen im Durchlaßbereich möglichst klein zu machen, wurden die

[1]) F. TRENDELENBURG und E. FRANZ, Sprachuntersuchungen mit Siebketten und Oszillograph. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 15/2 (1936), S. 78.

[2]) W. CAUER, Siebschaltungen. Berlin 1931. — A. JAUMANN, Über die Eigenschaften und die Berechnung der mehrfachen Brückenfilter. Elektr. Nachr.-Techn. 9 (1932), S. 243.

[1]) E. GLOWATZKI, Entwurf und Beispiele symmetrischer Siebschaltungen nach der Methode von W. CAUER. II. Teil: Bandfilter. Elektr. Nachr.-Techn. 10 (1933), S. 404.

Dämpfungen der Spulen durch zusätzliche Widerstände ausgeglichen. Das Ergebnis für das Filter 5 zeigt die Abb. 3.

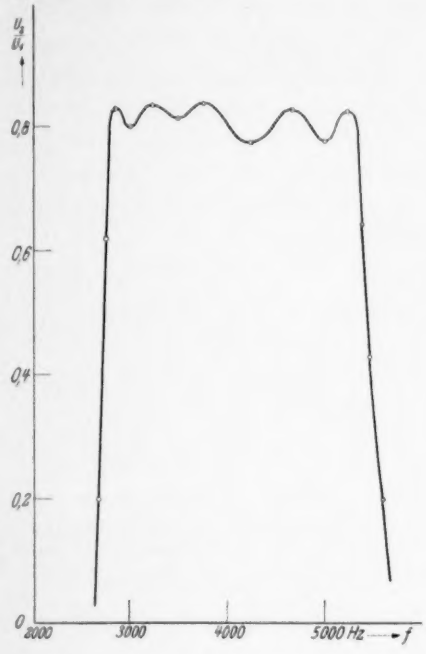


Abb. 3. Durchlaßkurve des Filters 5 (2800—5600 Hz)

Tabelle 1

Resonanzstelle

	f_{-1}	f_{-a}	f_{-b}	f_b	f_a	f_1	
Resonanzfrequenz	2800	3006	3829	4954	5492	5600	Hz
Induktivität	0,190	0,073	0,048	0,048	0,073	0,190	Hy
Kapazität	0,016	0,038	0,035	0,021	0,011	0,0042	μF

Die Einschwingzeiten der Siebe sind im Vergleich zu den Einschwingzeiten der zu untersuchenden Vorgänge genügend klein, so daß sie nur in Ausnahmefällen berücksichtigt zu werden brauchen. Ähnlich verhält es sich mit den Ausschwingvorgängen der Filter. Dagegen sind die Laufzeiten in den unteren Sieben doch schon so groß, daß sie bei der Betrachtung der Oszillogramme beachtet werden müssen. Sie bringen eine konstante zeitliche Verschiebung mit sich, so daß die Vorgänge in den tiefen Siebbereichen gegenüber der unmittelbaren Aufzeichnung immer um den gleichen Betrag verschoben auftreten. Diese zeitliche Verschiebung, die in unserm Fall im untersten Bereich 3,4 ms beträgt und im nächsten Bereich von 350—700 Hz 1,8 ms ausmacht, kann aus den Oszillogrammen leicht entnommen werden, da sich oftmals ausgeprägte Perioden finden, die auch in den Siebbereichen feststellbar sind.

Das Eichoszillogramm der Gesamtapparatur bringt die Abb. 4. An die Hilfselektrode des Kondensatormikrophons wurde bei der Eichung eine konstante Wechselspannung gelegt, deren Frequenz den Bereich von 10—11 200 Hz durchlief. Der Frequenzabfall, der in der Apparatur noch vorhanden ist, ist auf die Oszillographenschleifen zurückzuführen, deren Eigenfrequenz im gedämpften Zustand etwa bei 5000 Hz liegt. Dieser Abfall macht sich in den Siebbereichen nicht störend bemerkbar, da über diese kleinen Frequenzbereiche leicht entzerrt werden konnte. Im Gesamtbereich dagegen mußte auf eine vollständige Entzerrung verzichtet werden, da sonst ein zu großer Verstärkungsverlust aufgetreten wäre. Der Abfall der hohen Frequenzen im Gesamtbereich muß nun bei der Betrachtung der Oszillogramme berücksichtigt werden, denn die hohen Frequenzen treten im Gesamtbereich nicht so stark auf, wie sie sich aus der Addition der Amplituden der Einzelbereiche ergeben würden. Die mitaufgeschriebene Zeitmarke hat 50 Hz.

Bei den Aufnahmen wurde die Verstärkung in den einzelnen Siebbereichen immer so eingestellt, daß die Vorgänge gut erkennbar sind. Um die Amplituden aufeinander beziehen zu können, sind die Verstärkungsgrade in die Oszillogramme eingetragen und zwar in Bruchteilen der höchstmöglichen Verstärkung, die gleich 1 gesetzt ist und für alle Siebbereiche gleiche Amplituden bei gleicher Eingangsspannung ergibt. Bei der Verwendung eines Verstärkers mit logarithmischer Anzeige würde man den Amplitudenumfang ohne Verstärkungsänderung leicht umfassen, müßte aber dabei auf die Frequenzanalyse in den einzelnen Bereichen verzichten.

2. Meßergebnisse

Da man mit der Apparatur schnell veränderliche Vorgänge aufnehmen kann, sollten zuerst die Anklingvorgänge von Vokalen untersucht werden; Meßergebnisse im stationären Zustand

stimmten mit früher gewonnenen Werten gut überein. Der Anklingvorgang eines gesprochenen Vokals hing aber so sehr vom Sprecher ab, daß wir von einer Fortsetzung dieser Versuche absahen und die Untersuchungen nur noch an Wörtern weiterführten. Bei der Betrachtung der Vokale in Wörtern ergaben sich für die verschiedenen Wörter ganz verschiedene Vokalbilder. Die einzelnen Wortbilder waren bei mehreren Sprechern sehr ähnlich. Diese gute Übereinstimmung ermutigte, eine größere Anzahl von Aufnahmen zu machen, um Zusammenhänge zu suchen.

Neben den geringen Veränderungen, die die Vokale im An- und Ausklingen durch die vorhergehenden oder folgenden Konsonanten erhalten, trat um so augenscheinlicher der große Unterschied zwischen langen und kurzen Vokalen auf. Für den kurzen Vokal ergibt sich eine andere spektrale Verteilung als für den langen Vokal. Die im nachstehenden gebrachten Oszillogramme sind eine Auswahl, die im Hinblick auf die oben genannte Tatsache zusammengestellt ist. Wenn auch die Behandlung der Konsonanten erst in einer späteren Arbeit gebracht werden soll, so wird hier doch schon bei manchen Oszillogrammen auf besonders augenfällige Erscheinungen hingewiesen werden. Bei der Betrachtung von Wortbildern lassen sich Vokale und Konsonanten schlecht voneinander unabhängig behandeln, da sowohl der Verlauf der Vokale und damit der Stimmbandschwingung, als auch die Pausen der Stimmbandschwingung zwischen den Vokalen für den Charakter des Konsonanten und seine Verständlichkeit wesentlich sind.

Der Frequenzgang der Stimmbandschwingung wurde in die Oszillogramme nicht eingetragen, da die Frequenzschwankungen beim einzelnen Wort keine Schlüsse zulassen und nur im Satz von Bedeutung sind.

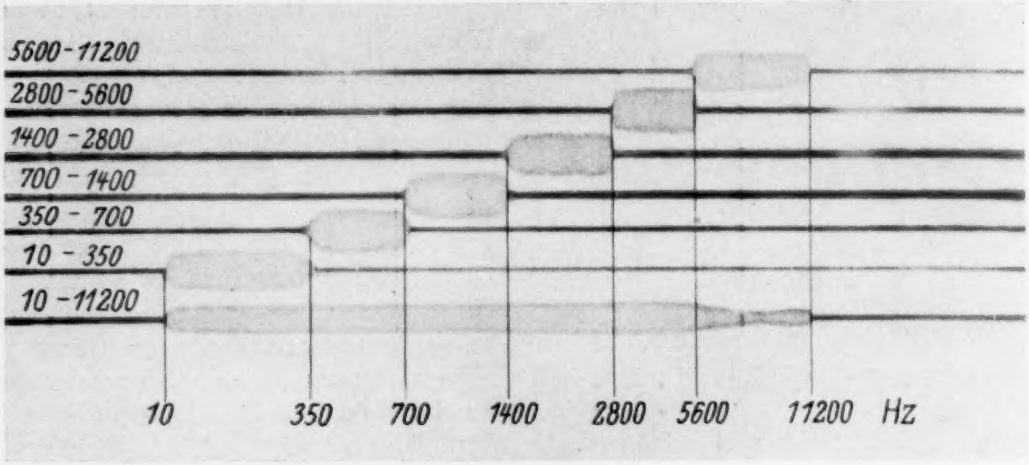


Abb. 4. Eichoszillogramm der Gesamtapparatur

Bei den Aufnahmen ist ein bestimmter Abstand zwischen Sprecher und Mikrophon eingehalten worden, um vergleichbare Resultate zu haben. Der Abstand war im Mittel 40 cm. Bei kleineren Abständen wirken noch die ganz niederfrequenten Druckschwankungen, die in der Sprache enthalten sind, auf das Mikrophon. Außerdem wurde vom Sprecher stets auf das Mikrophon zu gesprochen, da die hohen Frequenzen sonst wegen ihrer Richtwirkung verschieden stark aufgezeichnet würden. Die Oszillogramme wurden teilweise beschnitten, um sie im Text unterbringen zu können. Dadurch fehlen manchmal die Wortenden, die aber in andern Oszillogrammen in den gleichen Endsilben vorhanden sind.

Die beiden ersten Oszillogramme bringen die Worte Dusel und Dussel (Abb. 5). Das lange U hat ein Teiltonspektrum, wie es aus früheren

Untersuchungen bekannt ist[1]). Das kurze *U* in Dussel dagegen zeigt einen erheblich größeren Obertonreichtum, und es sind auch Frequenzen im Bereich von 5600—11200 Hz vorhanden. Dieser größere Obertonreichtum beim kurzen *U* könnte vielleicht durch die erhöhte Lautstärke verursacht sein, mit der kurze, und damit bestellung notwendig ist, nicht der Grund sein kann. Ferner könnte auch noch ein Anwachsen der Frequenz eine Verschiebung nach höheren Teiltönen hin bringen. Aus den Oszillogrammen sehen wir aber, daß Frequenzschwankungen nur in geringem Umfang auftreten und daß also auch diese die hohen Teiltöne nicht verursachen

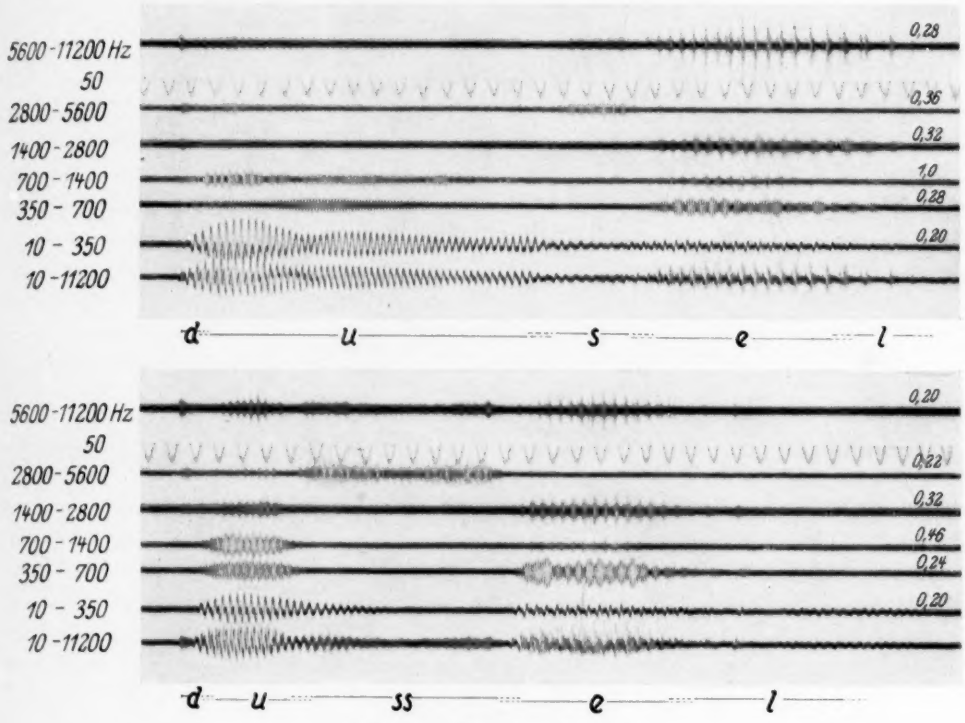


Abb. 5. Dusel — Dussel

tontere Vokale gesprochen werden, denn die Vokale bekommen, wie alle Klänge, mit zunehmender Lautstärke einen größeren Obertonreichtum. Bei den Aufnahmen wurden aber gleiche Lautstärken beibehalten, so daß diese Ursache wegfällt. Man könnte auch denken, daß beim kurzen Vokal die endgültige Mundstellung noch nicht erreicht ist, so daß der obertonreiche Kehlkopfklang noch hindurchkommt. Aber die Einschwingzeiten bei Vokalen sind nur ein Bruchteil der Dauer des kurzen Vokals, so daß die Zeitdauer, die zur Änderung der Mund-

können. Wir stellen nämlich bei allen Vokalen dieses unterschiedliche Teiltonspektrum zwischen langem und kurzem Vokal fest.

Diese beiden Oszillogramme bestätigen ebenso wie die späteren, daß die Bezeichnung „kurzer" und „langer" Vokal berechtigt ist, denn die kurzen Vokale haben eine mittlere Zeitdauer von 40—100 ms, während die langen Vokale in ihrer Dauer sehr vom Sprecher abhängen und sich über 200 ms und mehr erstrecken. Nach den kurzen Vokalen tritt fast stets eine Pause auf, in der die Stimmbandschwingung aussetzt. Bei *D*, *M*, *N* und ähnlichen Lauten, wie z. B. im Wort Amme, bleibt sie dagegen bestehen, wird allerdings nur mit dem Grundton und den ersten Obertönen ab-

[1]) C. Stumpf, Die Sprachlaute. Verlag von Julius Springer, Berlin 1926. — K. W. Wagner, Der Frequenzbereich von Sprache und Musik. Elektrotechn. Z. 45 (1924), S. 451, Anm. 1, 3.

gestrahlt. Nach den langen Vokalen ist die Stimmbandschwingung gewöhnlich vorhanden und wird nur vor Explosivlauten unterbrochen.

Die zweiten Silben, die in unsern Fällen meistens den Vokal *E* enthalten, sollen nicht weiter berücksichtigt werden, denn sie zeigen keine besonderen Eigentümlichkeiten. Das *E* wird entweder normal gesprochen und hat dann das gewohnte Spektrum, oder verschluckt, so

beiden Siebbereichen. Der Hauptbeitrag liegt im Bereich 2800—5600 Hz.

Die beiden nächsten Oszillogramme der Worte Wiesen und Wissen (Abb. 6) enthalten auch das stimmhafte und stimmlose *S*. Beim stimmhaften *S* ist der harmonische Anteil der Stimmbandschwingung im untersten Siebbereich sehr groß und das Konsonantgeräusch in den oberen Bereichen kaum festzustellen. Bei

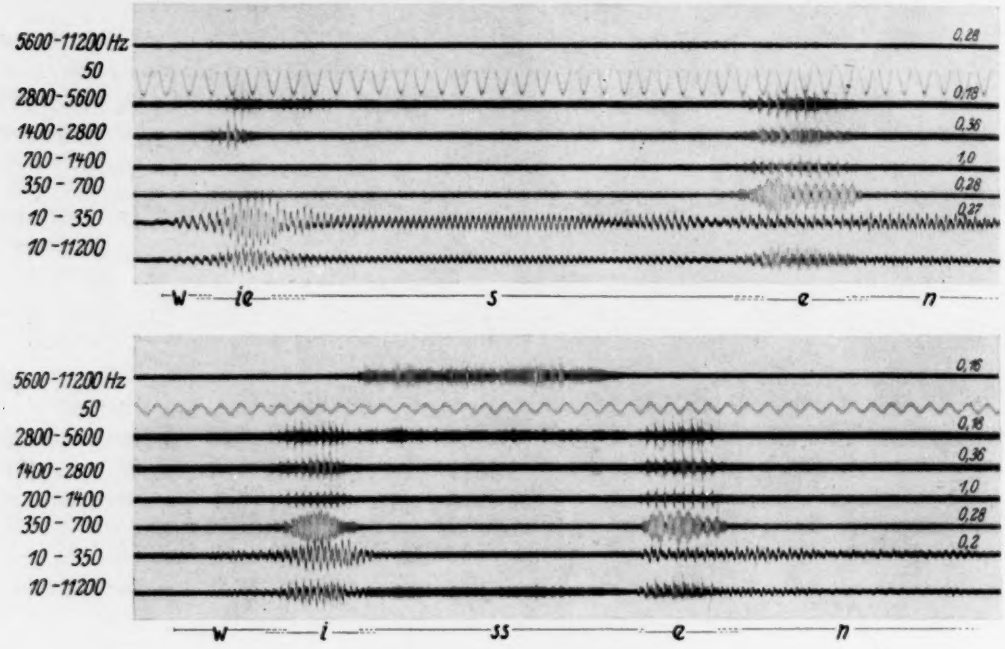


Abb. 6. Wiesen — Wissen

daß es mehr nach *Ö* klingt, wie bei Lacke (Abb. 11) und dann fast keine hohen Frequenzen aufweist.

Bei diesen beiden Oszillogrammen soll noch das *S* näher betrachtet werden. Beim stimmhaften *S* ist die Stimmbandschwingung und wenig Konsonantgeräusch vorhanden, während beim stimmlosen *S* keine Stimmbandschwingung, aber ein um so stärkeres Konsonantgeräusch auftritt. Das stimmhafte *S* von Dusel enthält verhältnismäßig viel Konsonantgeräusch in den beiden Bereichen 2800—5600 Hz und 5600—11200 Hz. Die Stimmbänder schwingen mit. Beim Wort Dussel setzt die Stimmbandschwingung aus, und wir haben ein sehr ausgeprägtes Konsonantgeräusch in diesen

Wissen tritt wieder nur das Konsonantgeräusch allein auf, und zwar liegt diesmal der Hauptbeitrag in dem Bereich von 5600—11200 Hz. Diese Verschiebung der Energie ist darauf zurückzuführen, daß die Mundstellung vom Vokal her auch noch beim Konsonanten erhalten bleibt, und bei dem *S* bei Dussel vor den Zähnen durch die Lippen noch ein Raum gebildet wird, wodurch die hohen Frequenzen geschwächt werden, während beim *S* in Wissen schon vom *I* her die Zähne frei liegen, und die höchsten Frequenzen frei abgestrahlt werden können.

Diese Ergebnisse zeigen, wie wichtig es war, den Frequenzbereich der Aufnahmeapparatur über das bisher übliche Maß, wo die höchsten

Frequenzen bei 5000—6000 Hz lagen, hinaus zu erweitern. In den Aufnahmen von GEMELLI und PASTORI fehlen die hohen Frequenzen fast ganz, so daß die Konsonantgeräusche kaum vorhanden sind. Außerdem zeigen unsere Oszillogramme für die Vokale noch erhebliche Beträge in dem obersten Bereich, Frequenzanteile, die bisher wenig beachtet worden sind. Man hat angenommen, daß in diesen Bereichen hauptsächlich unharmonische Bestandteile liegen, die durch Wirbelbildungen an den Zähnen entstehen, oder andere Strömungsgeräusche wären, während die Oszillogramme in diesen Bereichen bei den Vokalen noch vorwiegend harmonische Bestandteile zeigen. Das ausgedehnte Frequenzspektrum, das damit der Stimmbandschwingung zuzuschreiben ist, läßt Rückschlüsse auf den Verlauf der Stimmbandschwingung zu, denn wir wissen, welche Eigenschaften ein Stoß ungefähr haben muß, um Frequenzen bis zu dieser Höhe zu enthalten. Es würde sich ein Verhältnis von Stimmritzenschluß zu Stimmritzenöffnung von 1 : 10 bis 1 : 15 ergeben, je nach dem Verlauf des Öffnungsvorganges. W. TRENDELENBURG und H. WULLSTEIN[1]) haben am ausgeschnittenen Kalbskehlkopf ein Verhältnis bis 1 : 8 gefunden bei 82 Hz, und am ausgeschnittenen menschlichen Kehlkopf ein Verhältnis 1 : 2, allerdings bei einer Frequenz von 450 Hz.

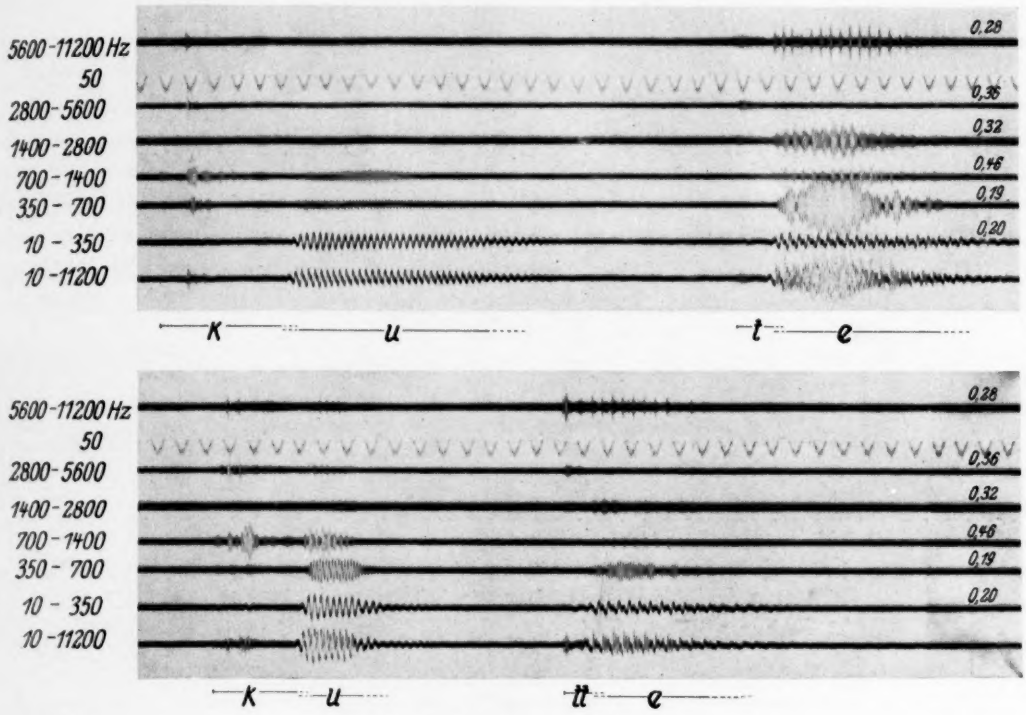


Abb. 7. Kute — Kutte

Das *I* von Wissen zeigt gegenüber dem *I* von Wiesen wieder die Anreicherung an Obertönen, die ebenfalls im unmittelbar aufgenommenen Klang, also im Bereich von 10—11200 Hz zu sehen ist.

Die nächsten vier Oszillogramme bringen noch Beispiele für das *U*, bei dem das stärkere Auftreten von Obertönen am wenigsten deutlich bemerkbar ist. Es sind die Worte Kute und Kutte, Fuder und Futter (Abb. 7 und 8). Kute und Kutte sind ein Beispiel für den geringen Unterschied zwischen dem einfachen *T* und

[1]) W. TRENDELENBURG und H. WULLSTEIN, Untersuchungen über die Stimmbandschwingungen. S.-B. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. (1935), S. 399.

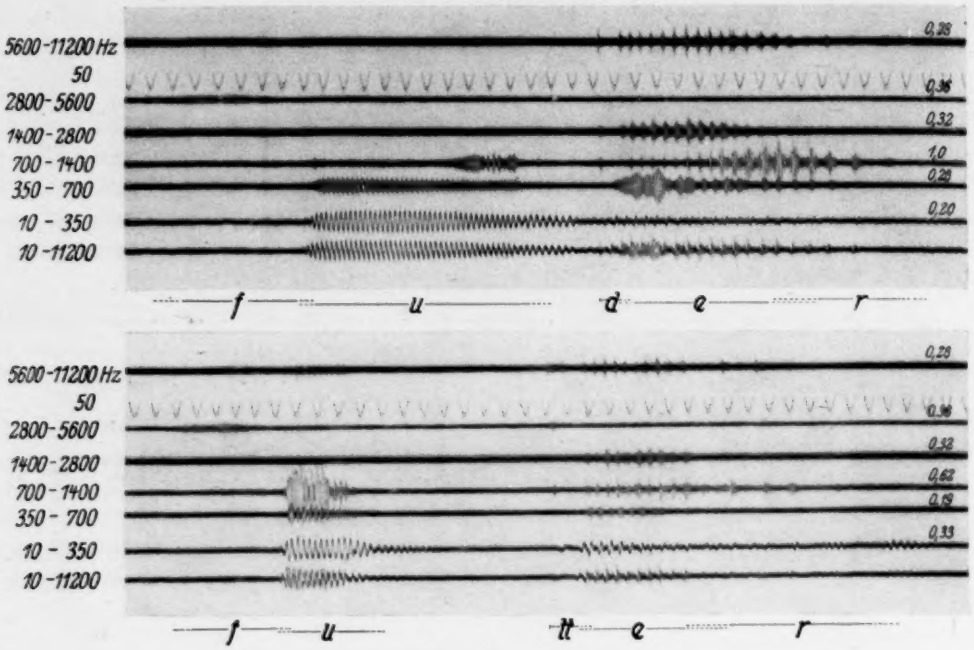


Abb. 8. Fuder — Futter

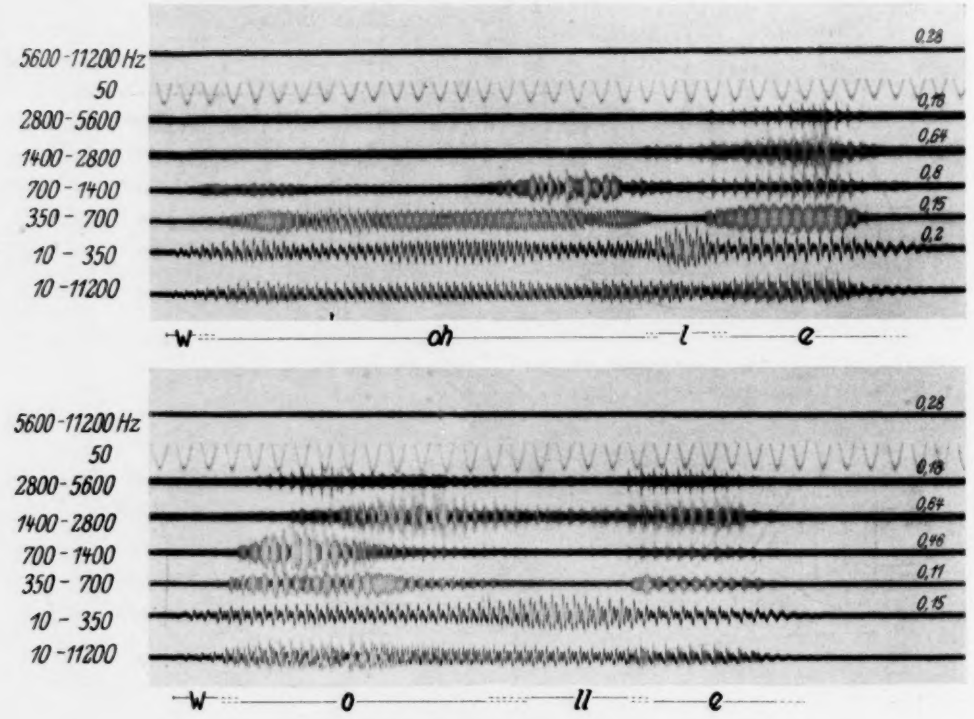


Abb. 9. Wohle — Wolle

dem Doppel-*T*. Die verschiedene Länge des vorausgehenden Vokals gibt ihren Charakter, der Unterschied im Konsonantgeräusch im obersten Bereich ist gering. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei Fuder und Futter. Hier ist es das Bestehenbleiben der Stimmbandschwingung, das den Hauptunterschied zwischen *D* und *T* bringt. Der Unterschied liegt auch noch in dem einmalig auftretenden Druck beim *T*, der im Oszillogramm nur ganz schwach angedeutet ist.

Wir wollen nun zum *O* übergehen. In den Oszillogrammen Wohle und Wolle (Abb. 9) haben wir wiederum die Anreicherung an hohen Teiltönen beim kurzen Vokal. Das *L* hat in beiden Fällen das gleiche Aussehen. Außerdem wurden die Worte Boden und Bodden aufgenommen (Abb. 10). Vom Wort Boden werden zwei Oszillogramme gebracht, die von demselben Sprecher stammen, aber zu verschiedenen Zeiten aufgenommen worden sind, um die gute Übereinstimmung zu zeigen. Das *O* ist dabei unbeabsichtigt verschieden lang, hat aber trotzdem gleiches Aussehen. Die hohen Frequenzen sind beim kurzen Vokal wieder hervorgehoben, und der Bereich 700—1400 Hz tritt so stark auf, daß die Verstärkung auf $^1/_3$ herabgesetzt werden mußte. Die zweite Silbe bleibt, wie in

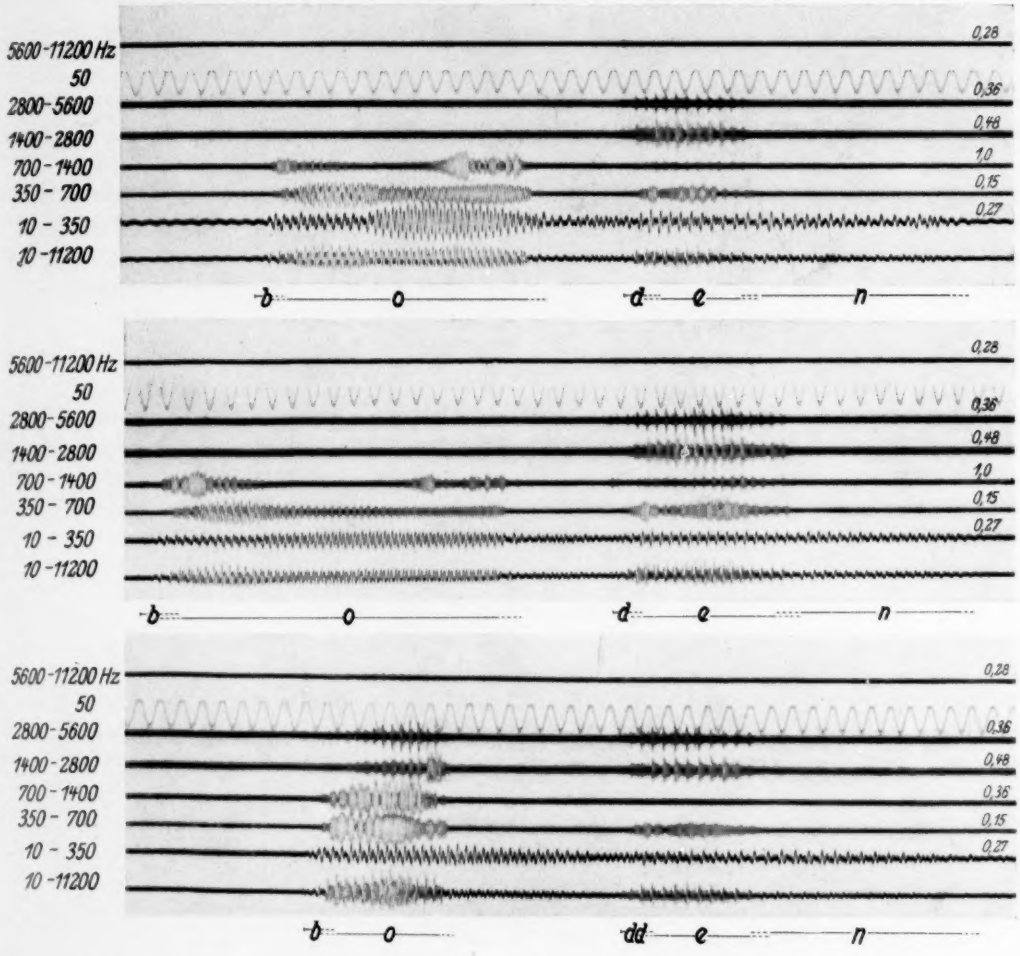


Abb. 10. Boden — Bodden („Boden" ist von dem gleichen Sprecher zweimal zu verschiedenen Zeiten gesprochen)

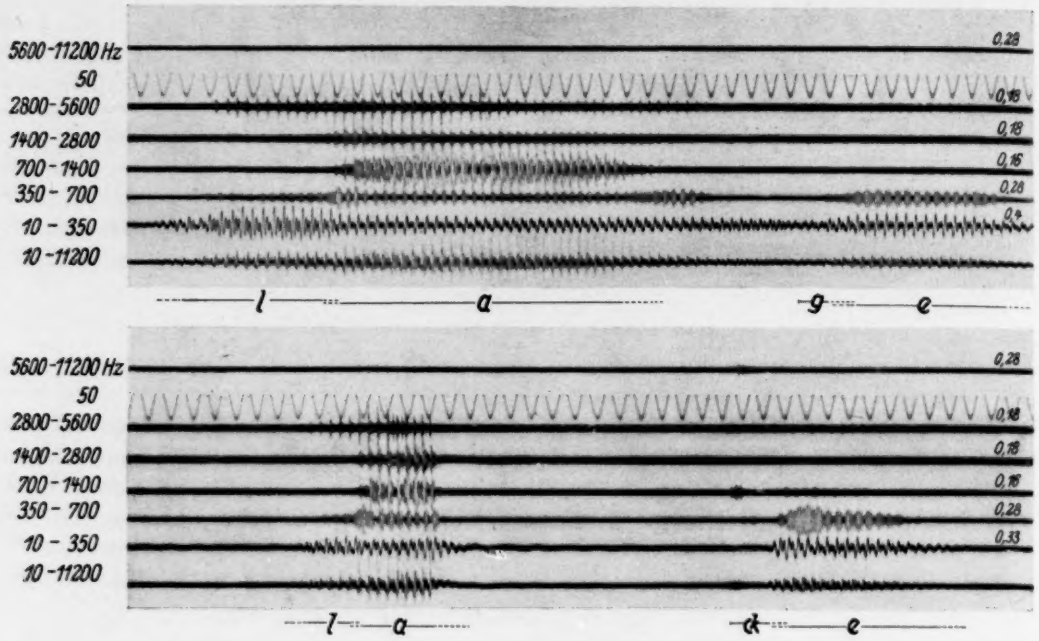


Abb. 11. Lage — Lacke

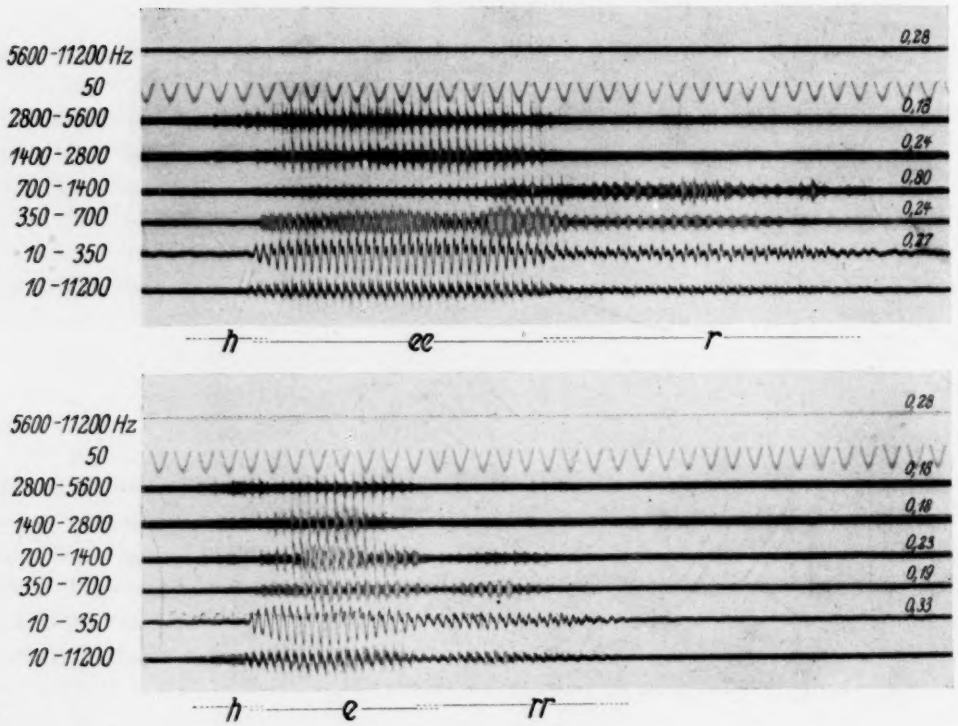


Abb. 12. Heer — Herr

den meisten Fällen, von den Vorgängen in der ersten unberührt. Die Stimmbandschwingung setzt hier nicht aus.

Beim Vokal *A* ist aus den Oszillogrammen der Worte Lage und Lacke (Abb. 11) der Unterschied nicht ohne weiteres zu entnehmen, da sich die Amplituden in den Bereichen wenig beim kurzen Vokal die Verstärkung auf $^1/_4$ heruntergesetzt; trotzdem ist die Amplitude größer. Die Aufnahmen Beet und Bett (Abb. 13) bringen das gleiche Ergebnis. Die beiden Worte reden und retten (Abb. 14) sollen noch angeführt werden, da das Wort retten die interessante Tatsache zeigt, daß bei einer Gesamtwort-

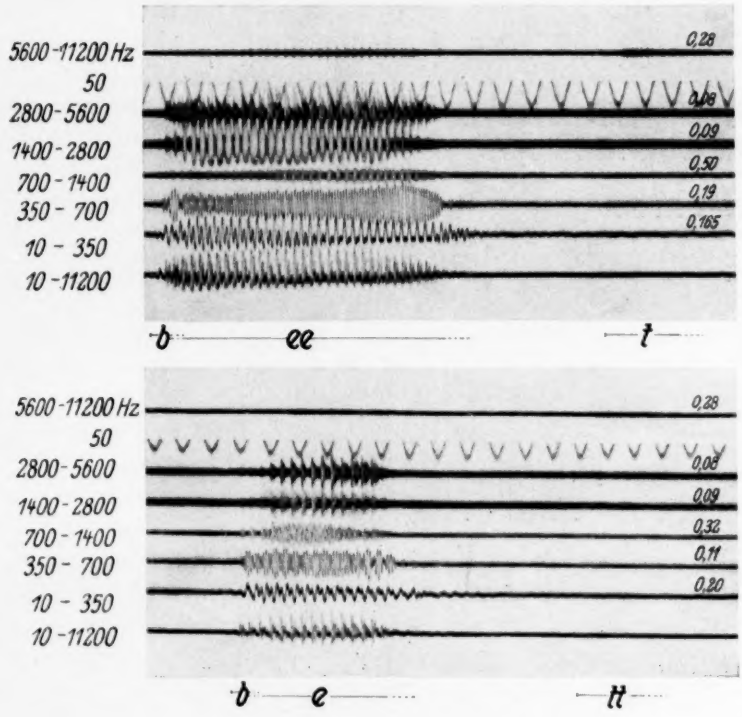


Abb. 13. Beet — Bett

ändern. Beim *A* handelt es sich um eine auch deutlich hörbare Frequenzverschiebung; die Formanten bewegen sich bei der Kürzung des Vokales nach höheren Frequenzen hin.

Beim Vokal *E* tritt auch eine Frequenzverschiebung auf. Der im Bereich von 350—700 Hz liegende *O*-Formant, der beim langen *E* auf ungefähr 400 Hz fällt, bewegt sich nach höheren Frequenzen hin; im Bereich von 700—1400 Hz, der vorher nur wenig enthielt, treten beim kurzen *E* sehr starke Amplituden, also ein neuer Formant auf. Die beiden Oszillogramme Heer und Herr (Abb. 12) zeigen deutlich diese Eigenschaften. Im Bereich 700—1400 Hz wurde dauer von 800 ms die Pause, in der auch die Stimmbandschwingung aussetzt, etwa 250 ms einnimmt. Pausen von dieser Größe, die hier zwischen den Silben auftreten, treten sonst im gesprochenen Satz auch zwischen den Worten auf. Beim *R* von reden sind an mehreren Stellen hohe Frequenzen, dort, wo das Zungen-*R* in das Gaumen-*R* umgeschlagen ist.

Der Unterschied zwischen langen und kurzen Vokalen, den wir im Wortinnern festgestellt haben, ist noch ausgeprägter, wenn sich der Vokal am Wortanfang befindet.

Für den Vokal am Wortanfang werden drei Beispiele gebracht. Das erste Beispiel Oder und

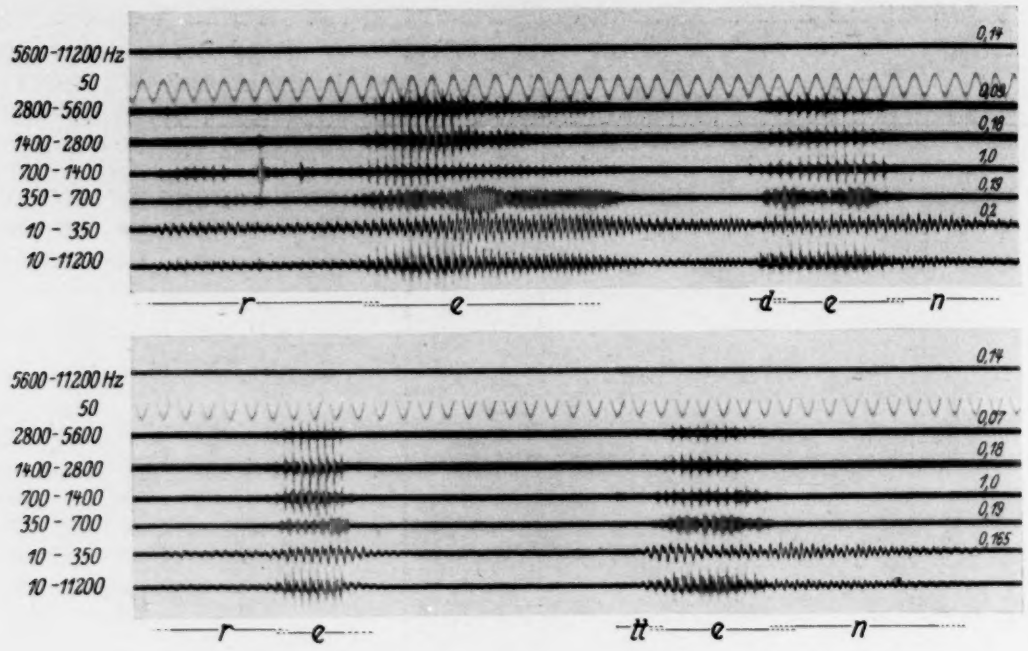


Abb. 14. reden — retten

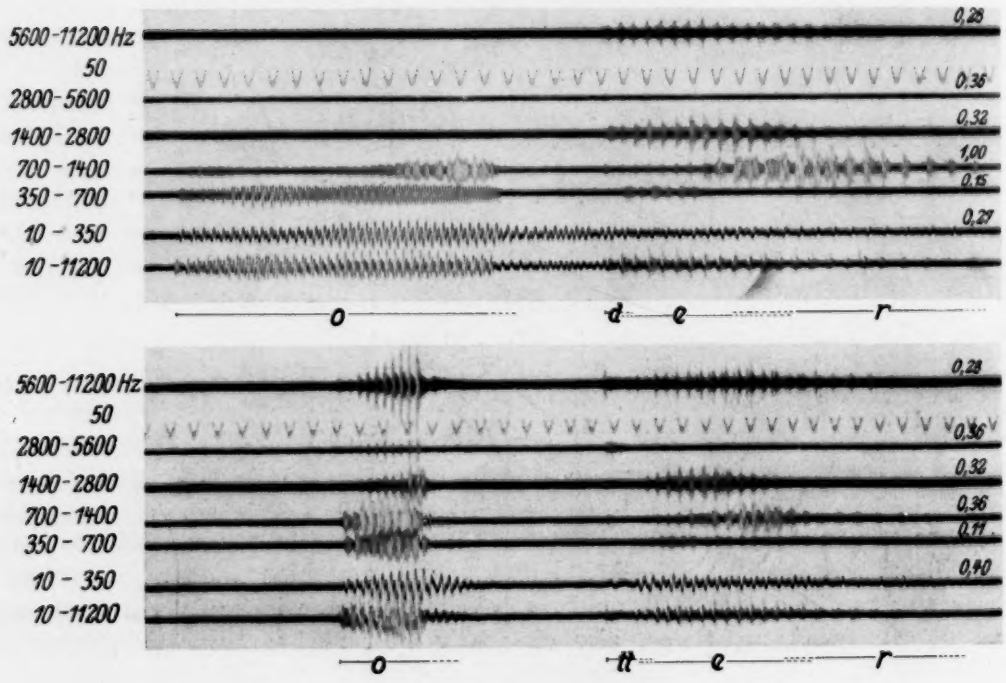


Abb. 15. Oder — Otter

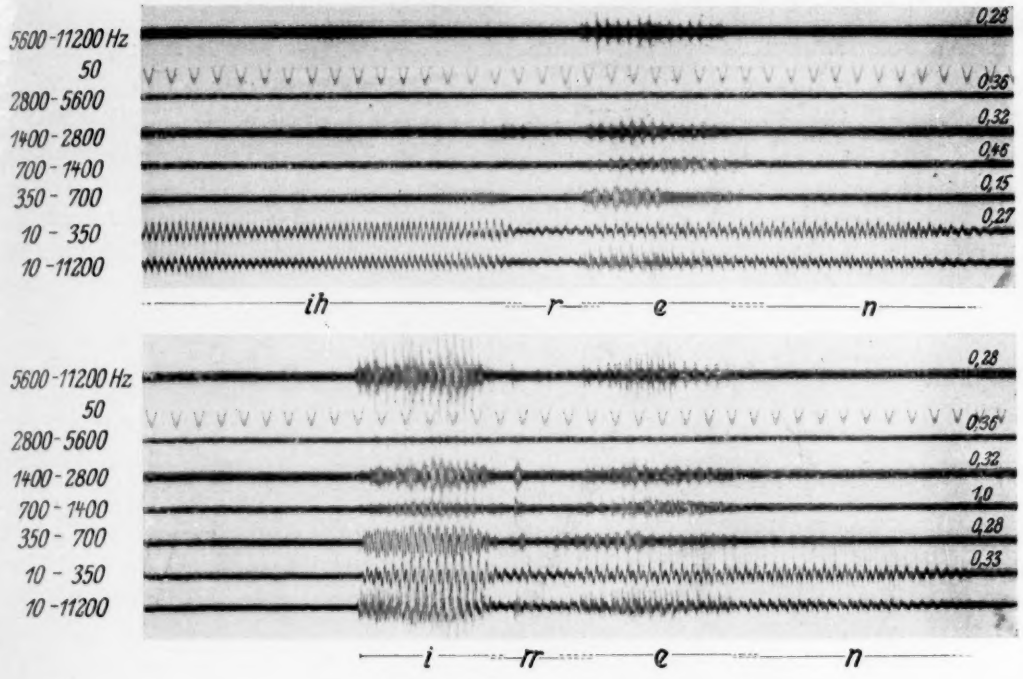


Abb. 16. ihren — irren

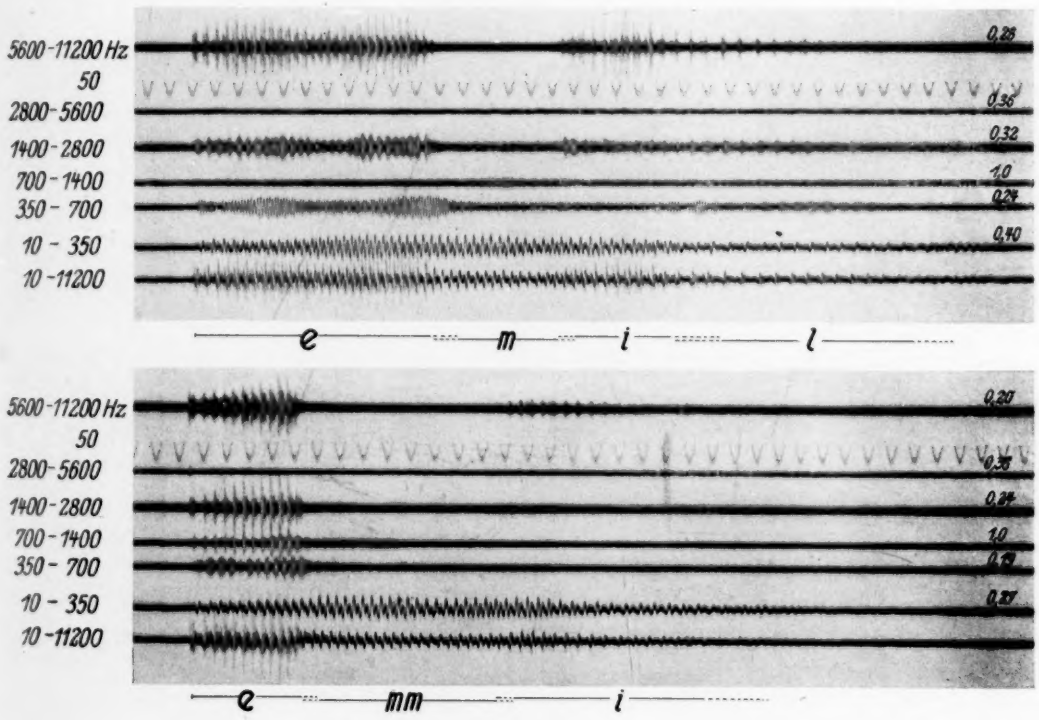


Abb. 17. Emil — Emmi

Otter (Abb. 15) fällt durch den außerordentlich starken Anteil im Bereich von 5600—11 200 Hz beim kurzen Vokal auf. Die zweiten Silben stimmen fast überein. Ihren und Irren (Abb. 16) geben ein gleich deutliches Bild und auch bei Emil und Emmi (Abb. 17) finden wir die vom *E* her bekannte Erscheinung, daß beim kurzen Vokal der Bereich 700—1400 Hz verstärkt wird. Die Vokale am Wortanfang haben keinen eigentlichen Anklingvorgang, sondern setzen ganz plötzlich ein, zum Unterschied von einzeln gesprochenen Vokalen, die gewöhnlich allmählich anklingen.

Zusammenfassung

Die Frequenzzusammensetzung von Vokalen wurde in einem Bereich von 10—11 200 Hz untersucht. Gemessen wurden nicht einzelne Vokale oder Silben, sondern Wörter. Dabei wurde festgestellt, daß sich die langen und kurzen Vokale nicht nur in der Zeitdauer unterscheiden, sondern daß der kennzeichnende Unterschied im Teiltonspektrum liegt. Das Spektrum der langen Vokale stimmt mit früheren Meßergebnissen an Vokalen überein. Die kurzen Vokale dagegen zeigen entweder eine Verschiebung der Hauptfrequenzgebiete oder eine Anreicherung an hohen Frequenzen. Bei den Vokalen *U*, *O* und *I* treten hohe Komponenten auf. Beim Vokal *A* verschieben sich die Formanten nach höheren Frequenzen hin. Beim Vokal *E* wird der untere Formant höher, und im Frequenzbereich 700—1400 Hz tritt ein neuer Formant auf.

Die Schwingungen der Konsonanten sollen erst in einer späteren Arbeit behandelt werden. Hier sei nur erwähnt, daß sie stark vom vorausgehenden Vokal abhängen. So hat z. B. ein stimmloses *S* nach dem *I* seine Hauptenergie im Bereich 5600—11 200 Hz und nach dem *U* im Bereich 2800—5600 Hz.

(Eingegangen am 25. November 1936.)

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Kösters

25.

Deutsches Patent Nr. 640378, patentiert ab 3. 4. 32, ausgegeben am 31. 12. 36

Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin

Dr. P. Kotowski

Bandförmiger Tonaufzeichnungsträger mit gedruckter Tonspur

Die Technik des Tiefdrucks erfordert stets die Verwendung eines Rasters. Druckt man nun einen Tonstreifen — etwa in Zackenschrift — für episkopische Abnahme mit einem der üblichen Raster, so wirkt das Raster wie eine Tonaufzeichnung und stört bei der Wiedergabe.

Das Patent sieht deshalb die Verwendung eines Längsrasters für den Tiefdruck einer Tonspur vor. Anstelle des Längsrasters kann auch eine Vielzackenschrift benutzt werden, die ja einem Längsraster sehr ähnlich ist und dann überhaupt keine zusätzliche Rasterung benötigt.

26.

Deutsches Patent Nr. 640415, patentiert ab 14. 9. 34, ausgegeben am 4. 1. 37

Dr. Wilhelm Bieber und Dr.-Ing. Karl Krug in Frankfurt a. Main

Verfahren zum Herstellen von Lichttonaufzeichnungen mittels eines Elektronenstahls

Die Verwendung der Braunschen Röhre zur Aufzeichnung von Tonfilmen wird häufig durch die geringe Lichtausbeute erschwert. Benutzt man, wie in Abb. 1a dargestellt, eine mit der Niederfrequenz modulierte Hochfrequenzspannung zur Ablenkung des Kathodenstrahls und teilt in üblicher Weise die Tonspur bei *a*, so gehen 50% des gesamten Lichtstroms verloren. Dies kann man nach dem Patent vermeiden, wenn man die Hochfrequenz vorher gleichrichtet (Abb. 1b).

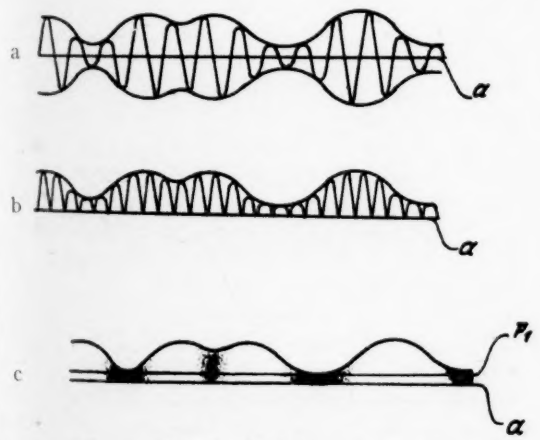


Abb. 1. Schallaufzeichnung mit der Braunschen Röhre.

a) Zackenschrift ohne Gleichrichtung der Hochfrequenz. b) Zackenschrift mit Gleichrichtung der Hochfrequenz. c) Intensitätsschrift.

Wie Abb. 1c zeigt, kann eine derartige Tonschrift auch für ein Intensitätsverfahren benutzt werden, da in dem zwischen *p* und *a* befindlichen Streifen die Belichtung mit wachsender Amplitude abnimmt.

27.

Deutsches Patent Nr. 640544, patentiert ab 9. 1. 35, ausgegeben am 7. 1. 37

Electroacustic G. m. b. H. in Kiel

Motorsirene, bei der das die Sirene enthaltene Gehäuse von einer Membran luftdicht abgeschlossen ist

Die durch das Patent geschützte Sirene besteht aus einer durch einen Motor angetriebenen Lochsirene mit zwei Lochkränzen, die oben durch eine Membran vollkommen abgeschlossen ist. Die Druckschwankungen, die durch die beiden rotierenden Lochkränze in dem Sirenengehäuse erzeugt werden, haben verschiedenes Vorzeichen, so daß auf die Membran abwechselnd Druck und Sog einwirken. Man erhält so einen nach außen gut abgeschlossenen Membransender, der gegenüber den elektrisch erregten Membransender den Vorteil hat, daß die einen Verlust an Wirkungsgrad bedingende tote Masse des Ankers fortfällt.

28.

Deutsches Patent Nr. 640781, ausgegeben am 12. 1. 37, patentiert ab 7. 9. 32

Dr. Paul Lueg, Troisdorf bei Köln

Verfahren zur Herstellung von Lichttonaufzeichnungen

Regt man ein verdünntes Gas elektrisch an, so werden bekanntlich, der Bohrschen Frequenzbedingung entsprechend, ganz bestimmte Spektrallinien von dem Gas emittiert und absorbiert. Die Absorption eines solchen Rohres soll nun zur Modulation eines Lichtstrahls mit Hörfrequenz benutzt werden.

Die vorgeschlagene Anordnung ist in Abb. 2 dargestellt. Das Licht der Lichtquelle *L* tritt durch das Gasentladungsrohr und trifft auf den Film *F*. An den Elektroden *El* liegt die Modulationsspannung und eine Gleichspannung, die so groß ist, daß das Entladungsrohr dauernd brennt. Die spektrale Verteilung des benutzten Lichtes soll nach Möglichkeit mit dem Absorptionsgebiet des Gases übereinstimmen. Die Erhöhung der Spannung am Ent-

ladungsrohr soll eine Erhöhung der Absorption und damit eine Schwächung des Lichts bewirken. Voraussetzung für das einwandfreie Arbeiten dieser Anordnung ist es, daß das Absorptionsvermögen linear mit der angelegten Spannung wächst. Dies ist wegen der stufenweisen Anregung jedoch nicht ohne weiteres zu erwarten. In der Patentbeschreibung ist hierüber leider nichts Näheres gesagt.

Weiterhin soll ein derartiges Gasentladungsrohr als Sicherung gegen Übersteuerungen auf folgende Weise benutzt werden. Das von einer modulierten Lichtquelle kommende Licht tritt, bevor es auf den Film fällt, durch ein Gasentladungsrohr. Die Helligkeit der Lichtquelle wird gleichzeitig durch eine Photozelle gemessen, die beim Überschreiten einer bestimmten Helligkeit die Spannung am Gasentladungsrohr erhöht und so die Absorption vergrößert.

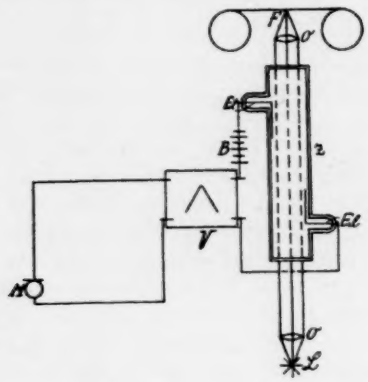


Abb. 2. Gasentladungsrohr als Lichtsteuerorgan

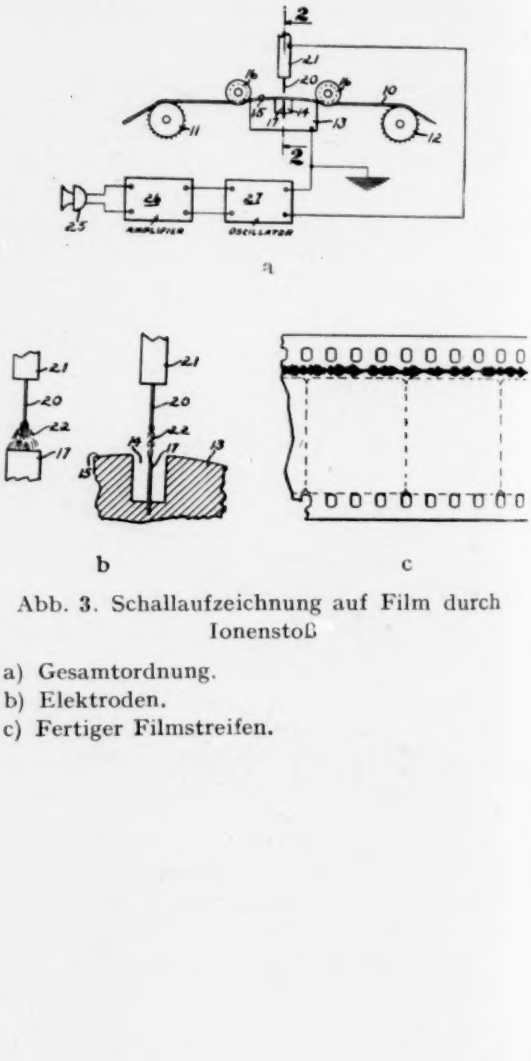
29.

USA. Patent Nr. 2059472, patentiert ab 21. 7. 30
H. E. Metcalf, San Francisco

Sound Recording System

In dem Patent wird ein ganz neuartiges Verfahren zur Aufzeichnung einer Tonschrift auf photographischem Film beschrieben. Der Verf. hat beobachtet, daß eine photographisch empfindliche Schicht geschwärzt wird, wenn man sie in ein elektrisches Feld bestimmter Stärke bringt. Die Schwärzung setzt beim Überschreiten einer ganz bestimmten Feldstärke plötzlich ein, ohne daß ein Übergang zu bemerken ist. Der Verf. glaubt daher, daß dieses Verhalten durch die Ionisation der Luft oder des umgebenden Gases bewirkt wird. Die Ionen werden durch Stoßionisation erzeugt, treffen mit einer bestimmten Geschwindigkeit auf den Film und schwärzen hier die empfindliche Schicht. Hierfür ist eine bestimmte kleinste Feldstärke nötig, unterhalb der überhaupt keine Ionisation und damit keine Schwärzung eintritt.

Dieses Verhalten wird folgendermaßen ausgenutzt. Ein lichtempfindlicher Film bewegt sich zwischen einer Schneide und einer stiftförmigen Elektrode, an die die zur Steuerung benutzte Wechselspannung angelegt wird. Abb. 3a. Zwischen den beiden Elektroden bildet sich ein elektrisches Feld aus, wie es in Abb. 3b dargestellt ist. Die Feldstärke nimmt hierbei von der Mitte der Schneide nach dem Rande zu ab. Sie wird mit Hilfe einer Vorspannung so eingestellt, daß in der Mitte des Feldes eine Schwärzung des Films gerade eben eintritt. Wird jetzt die Feldstärke erhöht, so verbreitert sich das Gebiet, in dem eine Ionisation eintritt, der Film wird in einem breiteren Bereich geschwärzt und man erhält so eine Tonspur entsprechend Abb. 3c.



a b c

Abb. 3. Schallaufzeichnung auf Film durch Ionenstoß

a) Gesamtordnung.
b) Elektroden.
c) Fertiger Filmstreifen.

SCHRIFTTUM

KARL WILLY WAGNER, **Ein neues elektrisches Sprechgerät zur Nachbildung der menschlichen Vokale.** Abh. preuß. Akad. Wiss. (1936), Physik-math. Klasse Nr. 2, 44 S. 44 Abb. Berlin, W. DE GRUYTER & C. Preis RM. 3,—.

Die synthetische Erzeugung von Vokalklängen, die auch früher auf rein mechanischem Wege schon oft versucht worden ist, hat nicht nur den Zweck, eine Bestätigung der HELMHOLTZschen Vokaltheorie zu liefern, sondern es lassen sich darüber hinaus neue Erkenntnisse über die Eigenschaften des Sprechapparates, vor allem über die Dämpfung der verschiedenen Resonanzräume der Mundhöhle, gewinnen. Das zur Nachbildung der Vokale benutzte Gerät ist ein elektrisches Ersatzschema des Sprechorgans, und zwar für stationäre Vorgänge; es besteht aus einem Stoßoszillator, Formantkreisen, Verstärker und Lautsprecher.

Als Stoßoszillator, der dem Kehlkopf entspricht, hat sich ein Kippgenerator in Dynatronschaltung bewährt. Er liefert mehr als 20 Teiltöne in angenähert gleicher Stärke, wenn das Verhältnis von Stoßdauer τ zur Periodendauer T etwa $\frac{1}{13}$ ist. Um auch für Grundtöne unterhalb 200 Hz das Spektrum des Generators bis 4000 Hz auszudehnen, ist eine Entzerrung vorgesehen.

Wie die neueren Untersuchungen über Vokalklangfarben gezeigt haben, enthalten die Klangspektren der meisten Vokale vier Formanten (Haupt- und Nebenformanten), die für die Kennzeichnung des betreffenden Vokals und die persönliche Stimmfarbe des Sprechers verantwortlich sind. Demgemäß wurden an den Ausgang des Stoßoszillators parallel zueinander unter Zwischenschaltung je einer Verstärkerstufe und einer Siebkette vier Formantkreise gelegt, die den Resonanzräumen in der Mundhöhle entsprechen. Zur Beimischung des Grundtones mußte ein weiterer Resonanzkreis eingebaut werden, da die Versuche gezeigt hatten, daß die tiefsten Teiltöne von den Siebketten der Formantkreise nicht den natürlichen Verhältnissen gemäß übertragen werden. Diese Beobachtung ist übrigens gleichbedeutend mit Ergebnissen anderer Arbeiten, wonach der Umriß des tiefsten Formanten eines Vokals meist sehr schlecht einer theoretisch errechneten Resonanzkurve entspricht (vgl. auch[1]: DON LEWIS, Vocal Resonance). Um für alle Formanten Frequenz, Amplitude und Dämpfung unabhängig voneinander einstellen zu können, muß jeder Formantkreis drei Verstärkerröhren enthalten, die teils zur Entdämpfung teils zur Vermeidung von Rückwirkungen und unbeabsichtigten Beeinflussungen dienen. Der Ausgang der Formantkreise geht auf einen gemeinsamen Verstärker nebst Lautsprecher.

[1]) Die Bespr. dieser Arbeit erfolgt im folg. Heft d. A. Z.

Zur Nachbildung eines bestimmten Vokals wird zunächst das Klangspektrum des gesprochenen Lautes entweder durch Fourieranalyse eines Oszillogramms (rechnerisch nach RUNGE oder automatisch nach DIETSCH und FRICKE) oder mit der Suchtonmethode nach GRÜTZMACHER in einer für den vorliegenden Zweck geeignet abgewandelten Anordnung ermittelt. Die aus dem Spektrum folgenden Werte für Resonanzfrequenz, Stärke und Dämpfung der einzelnen Formanten werden an dem Sprechgerät eingestellt. Durch Vergleich mit dem Original kann man dann die Feinheiten nachregeln und damit die Nachbildung verbessern. Auf diese Weise gelingt es, nicht nur die verschiedenen Vokale mit verschiedener Grundtonhöhe synthetisch zu erzeugen, sondern auch die persönliche Stimmfarbe verschiedener Sprecher (Männer-, Frauen- und Kinderstimmen) sehr gut nachzuahmen. Es werden eine Reihe von Original- und Nachbildungsoszillogrammen mit den zugehörigen Spektren gezeigt und die Daten der einzelnen Formanten (Frequenz, Amplitude und Dämpfung) angegeben. Die Dämpfungsdekremente liegen zwischen 0,4 und 0,04; die höheren Formanten haben durchweg die geringere Dämpfung.

Bei den zahlreichen Oszillogrammen stationärer Sprachlaute wird erneut die bekannte Beobachtung bestätigt, daß auch bei einem vollkommen gleichmäßig gesprochenen Vokal kaum eine Periode genau der anderen gleicht, daß vielmehr ständige, geringfügige Schwankungen vorkommen. Dadurch wird die Auswertung sehr erschwert, da einerseits die Fourieranalyse einer einzelnen Periode ein Zufallsergebnis sein kann, andererseits die verschiedenen Teiltöne eines nach der Suchtonmethode gewonnenen Klangspektrums verschiedenen Klangfarben zugehören können. Die raumakustischen Verzerrungen der Klangspektren sind, wie die Messungen desselben synthetischen Vokals in mehreren Raumpunkten zeigen, oft recht beträchtlich.

Es fällt auf, wie gut die Oszillogramme von Originalvokalen mit denen früherer Arbeiten übereinstimmen. Die Oszillogramme der Nachbildungen können natürlich bei gleichem Klangspektrum durchaus anders aussehen, da die Phasenlage hier willkürlich ist. Daß die Nachbildung trotzdem so gut gelungen erscheint, wird als Beweis für eine Vermutung von HELMHOLTZ angesehen, die besagt, daß die Phase ohne Einfluß auf die Klangfarbe ist.

Im Anhang werden die berechneten Klangspektren einiger Stoßformen (Rechteck- und Dreieckstoß, halbe und volle Sinuswelle für das Verhältnis $\frac{\tau}{T} = \frac{1}{12}$; exponentiell verklingender Stoß für die Zeitkonstanten $\frac{\tau}{T} = \frac{1}{4\pi}$ und $\frac{1}{20\pi}$) gezeigt und die Wirkungsweise der Entzerrung theoretisch erörtert.

Weiter wird ein Stoßoszillator beschrieben, mit dem sich eine Stoßdauer von $\frac{1}{30000}$ sec erzielen läßt. Bei diesem Gerät wird ein Röhrensummer, der die Stoßfolge (50—500 Hz) liefert, über einen besonderen Transformator an einen dreistufigen Richtverstärker (Frequenzkurve bis 30000 Hz) gelegt. Der Transformator enthält als „Eisenkern" einen in Wasserstoff geglühten, unter Zugspannung befindlichen Permalloydraht, dessen Hysteresiskurve nahezu rechteckig ist. Eine Gegenkopplung kompensiert die Übertragung der Schwingungsform des Summers durch das Luftfeld der Spulen, so daß nur die von der sprunghaften Flußänderung im Draht induzierte Spannung auf den Verstärker gelangt.

Die Arbeit, die eine seit langem bestehende Lücke ausfüllt, ist eine wertvolle Ergänzung der Vokalforschung und gibt diesem Gebiet eine gute Abrundung. E. THIENHAUS

Dr.-Ing. HERMANN STUMPP, **Experimentalbeitrag zur Raumakustik.** Beiheft 17, Reihe 2 zum Gesundh.-Ing. 20 S., 42 Abb. München 1936. R. Oldenbourg. RM. 4,40

Die vorliegende Arbeit gibt eine Zusammenfassung zahlreicher raumakustischer Untersuchungen, die in den letzten Jahren in dem Herrn Prof. REIHER unterstellten Institut für Schall- und Wärmeforschung an der Technischen Hochschule Stuttgart durchgeführt wurden. Im ersten Teil werden die zugrunde liegenden Verfahren und die allgemeinen Gesichtspunkte für gute Hörsamkeit behandelt. Von den bekannten Methoden werden gebracht: die objektive, automatische Nachhallmessung, die von SCHINDELEIN und SCHARSTEIN eingeführte Tonprüfung, ebenso die Knallprüfung, die insofern der Tonprüfung ähnlicher gemacht wurde, als sehr kurze Tonimpulse (Dauer 10 m/sec, Frequenz 1000 bis 4000 Hz) statt der Knallvorgänge verwandt wurden. Als neue Methode wird empfohlen ein Durchheulverfahren. Dabei wird der Drehkondensator des tonerzeugenden Überlagerungssummers in 5 Sekunden von 0 auf 3450 Hz und zurück gedreht und gleichzeitig der Schalldruck im Raum an beliebiger Stelle mit Mikrophon, Verstärker und Oszillograph registriert. Die durch die Sende- und Empfangsapparatur eingebrachten Frequenzgänge lassen sich an einem Vorversuch in einem „schallstumpfen" Raum überblicken. (Eine Angabe, wieweit die Ergebnisse bei wirklichen Räumen quantitativ auswertbar sind und wie genau etwa Nachhallfrequenzkurven daraus abgeleitet werden können, fehlt leider. Bei einer Nachhallzeit von 4 Sek., wie sie bei dem als Beispiel gezeigten Raum vorliegt, dürfte eine Frequenzänderung von 1000 Hz je Sekunde doch zu einer starken Überschneidung der einzelnen Frequenzgebiete führen.)

In kurzen Abschnitten wird auf Messung der Lautstärkeverteilung, auf störende Geräusche und auf Resonanzerscheinungen durch mitschwingende Raumumgrenzungen hingewiesen. Schließlich werden Modellversuche mit Lichtstrahlen an prismatischen Modellen aus verchromten Blechen wiedergegeben, wobei das Licht durch einen schmalen Spalt tritt. Die hinterlassene Spur auf einer zu den Modellwänden senkrechten Ebene zeichnet den „Strahl" ab. Das Verfahren bietet eine Übersicht für die zweidimensionale Ausbreitung in einem Querschnitt und ersetzt eine entsprechende Strahlenzeichnung.

Bei der Diskussion über die günstigste Nachhallzeit und deren Frequenzgang nimmt der Verfasser an, daß es stets auf eine gleiche günstige „wirkliche" Nachhallzeit, die er kurz als „Nachhalldauer" bezeichnet, hinauskommt. Er kommt ferner zu dem Ergebnis, daß der Frequenzgang bei kleinen Räumen, wie v. BÉKÉSY angibt, möglichst gleichmäßig, bei großen Räumen dagegen zur Tiefe ansteigend sein müssen weil bei diesen in größerer Entfernung vom Sender mit einer um 20 db geringeren Schallstärke gerechnet werden müsse und somit auch mit einer den Kurven gleicher Lautstärke entsprechenden geringeren Lautstärkebewertung der tiefen Töne. Diese Klangverschiebung soll durch die Eigenschaften des Raumes ausgeglichen werden.

Sehr interessant sind einige Versuche über die höchstzulässigen Laufwege zwischen direktem Schall und einer besonders ausgeprägten Einzelreflexion, bei welchem der Beobachter seitlich vom Schall getroffen wurde. Dabei erwies sich als sehr wesentlich, ob die Reflexion von der gleichen Seite oder von der entgegengesetzten Seite wie der direkte Schall kommt. (Nicht glücklich ist die für beide Fälle gewählte Bezeichnung „einohrig". bzw. „zweiohrig".)

Bei den im Freien angestellten Versuchen wurde die zweite Reflexion durch einen zweiten Lautsprecher erzeugt. Ein paar derartiger Angaben (Mittelwerte aus 5 Personen) seien hier wiedergegeben:

Zulässige Laufwege

Darbietung	Reflexion von der gleichen	Reflexion von der entgegengesetzten Seite kommend
Sprache	27 m	17 m
Walzer, Streichorchester	41 m	20 m
Choral, Gemischter Chor	70 m	28 m

Der zweite Teil enthält akustische Maßnahmen bei einzelnen praktisch aufgetretenen Aufgaben. Besonders erwähnt sei die Untersuchung des Kuppelsaales des Kunstgebäudes, der so viel Mängel aufweist, daß fast alle genannten Methoden bei seiner Untersuchung ein bemerkenswertes Verhalten ergeben.

Zum Schluß bemüht sich der Verfasser, Richtlinien zur Erzielung guter Hörsamkeit zusammenzustellen. (Derartige Kurzrezepte sind bei der Vielseitigkeit des Stoffes fast immer unbefriedigend, sie wirken

teilweise als selbstverständlich, teilweise als undeutlich. Dabei besteht die Gefahr, daß sie mißverstanden angewandt werden.) L. CREMER

R. F. NORRIS, **Automotive Quieting.** J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 100—104.

Nachdem es gelungen ist, die mechanischen Geräusche eines Kraftwagenmotors und der Getriebe weitgehend zu unterdrücken, bleiben als wesentliche Lärmquellen des heutigen Kraftwagens noch das Ansauggeräusch, der Auspufflärm und das Dröhnen der Karosserie.

Der Verfasser stellt ausgehend von den Entstehungsursachen die im allgemeinen bekannten Möglichkeiten zur Bekämpfung dieser drei Geräuschquellen zusammen.

Das Ansauggeräusch setzt sich aus den Schneidentönen des mit großer Geschwindigkeit angesaugten Gasgemisches und den Schwingungen der Gassäule in dem als Pfeife wirkenden Ansaugrohr zusammen. Die Erregung der Gassäule in der Grundschwingung oder in höheren Harmonischen erfolgt durchdas plötzliche Abbremsen des Gasstromes beim Schließen eines Einlaßventils. Durch Verwendung eines akustischen Tiefpaßfilters soll sich eine genügende Dämpfung für tiefe und mittlere Frequenzen erzielen lassen. Zur Dämpfung der hohen Frequenzen wird der Ansaugdämpfer mit schallabsorbierendem Material ausgekleidet.

Die Dämpfung des Auspufflärms erfolgt grundsätzlich nach demselben Verfahren, zur Aufnahme der großen aus dem Zylinder entweichenden Gasmengen ist es jedoch notwendig, einen Expansionsraum einzuschalten. Die größte Schwierigkeit bereitet es vorläufig noch zu verhindern, daß die Wände des Auspuffdämpfers selbst schwingen und den Schall unmittelbar auf die umgebende Luft übertragen. Die naheliegende Verwendung großer und starkwandiger Schalldämpfer ist wegen des beschränkten Raumes (Bodenfreiheit) und des großen Gewichtes selten möglich.

Das Dröhnen der Karosserie, deren einzelne Flächen durch Motorfrequenzen und Stöße der Federung auf unebener Straße in ihrer Eigenschwingung angeregt werden, kann nach den Versuchen des Verfassers im Bereich der tiefen Frequenzen um 5—7 db gedämpft werden, wenn man vor allem das Dach und den Boden der Karosserie geeignet ausbildet. Zur Untersuchung der Schwingungsverhältnisse wurde eine Versuchswand von 2 mal 3 Fuß in eine starre Wand eingesetzt und elektromagnetisch im Bereich von 20—1000 Hz angeregt. Mit Hilfe einer Tastanordnung wurde die jeweilige Amplitude an mehreren Stellen der Wand bestimmt. Die zur Verbesserung ausgeführten Änderungen werden leider nicht angegeben.

Zur Dämpfung der hohen Frequenzen genügt es, die Karosserie mit Stoff auszukleiden. H. KÖSTERS

NACHRICHTEN

Am 2. Februar 1937 wurde der bisherige Staatssekretär im Reichspostministerium Dr.-Ing. e. h. W. OHNESORGE vom Führer zum Reichspostminister ernannt. Die Tatsache, daß hiermit wohl zum erstenmal ein hervorragender Fachmann auf dem Gebiete der Fernmeldetechnik, der gleichzeitig einer der ältesten Gefolgsmänner des Führers ist, an die Spitze der Deutschen Reichspost gestellt ist, gibt uns Anlaß zu einer kurzen Würdigung seiner Persönlichkeit.

OHNESORGE wurde am 8. Juli 1872 in Gräfenhainichen (bei Bitterfeld) als Sohn eines Telegraphenbeamten geboren. Er besuchte das Realgymnasium in Frankfurt (Main) und trat nach Ablegung der Reifeprüfung dort bei der Oberpostdirektion in den höheren Postdienst ein. Nach dem Bestehen der höheren Staatsprüfung im Jahre 1897 studierte er in Kiel bei Prof. LENARD und in Berlin Mathematik und Physik.

Schon in den Jahren vor dem Kriege während seiner Tätigkeit bei der Oberpostdirektion Berlin befaßte er sich mit der Einrichtung einer leistungsfähigen Opernübertragung und führte die Übertragungen aus dem Opernhaus Berlin unter Verwendung von Lautsprechern und mit Hilfe eines von ihm selbst entwickelten hochwertigen Kohlemikrophons durch. Auch nach dem Kriege wandte er sich wieder der Verbesserung des Kohlekontaktmikrophons zu und wenn sich auch inzwischen für ihn als Abteilungsdirektor der Oberpostdirektion Berlin die Verwaltungsarbeit vervielfacht hatte, widmete er doch mit großer Liebe die wenigen freien Stunden diesem Problem.

In die Zeit vor dem Kriege fällt auch die wichtige Erfindung der sog. „OHNESORGE-Vierdrahtschaltung", die für das gesamte Fernsprechen auf große Entfernungen grundlegend geworden ist. Mit ihr gelang es ihm später im Weltkriege als Leiter der Telegraphen-Direktion im großen Hauptquartier unter Ludendorff den Fernsprechverkehr weit über die bis dahin erreichten Entfernungen auszudehnen und eine Fernsprechverbindung zwischen Mézierès (Frankreich) und Konstantinopel herzustellen. Für seine Tätigkeit während des Krieges wurde er mit dem EK. 1 und EK. 2 ausgezeichnet.

Nach dem Kriege an die Oberpostdirektion Dortmund versetzt, kam er in diesem industriereichen Bezirk in engere Berührung mit dem deutschen Arbeiter. Als erster Nichtbayer trat er im Jahre 1920,